



Ana Filipa Soares Cartaxo

Licenciada em Ciências de Engenharia Biomédica

**Caracterização de um mamógrafo Senographe
600T Senix da GE com ânodo de Mo.
Dosimetria das Qualidades de Radiação**

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em
Engenharia Biomédica

Orientador: Doutor Carlos Manuel Azevedo de Sousa Oliveira
Instituto Superior Técnico / Instituto Tecnológico e Nuclear
Co-orientador: Mestre João Vítor da Silva Cardoso
Instituto Superior Técnico / Instituto Tecnológico e Nuclear

Júri:

Presidente: Prof. Doutora Maria Adelaide de Almeida Pedro de Jesus
Arguente: Doutora Maria Carmen Fernandes de Sousa
Vogais: Doutor Carlos Manuel Azevedo de Sousa Oliveira
Mestre João Vítor da Silva Cardoso

Copyright©2012 - Todos os direitos reservados. Ana Filipa Soares Cartaxo. Faculdade de Ciências e Tecnologia. Universidade Nova de Lisboa. A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Agradecimentos

Começo por agradecer ao Dr. Carlos Oliveira e ao Mestre João Cardoso, pela orientação, dedicação e apoio durante todo este trabalho. Agradeço também ao Luís Santos e Mário Oliveira, pela ajuda e disponibilidade que demonstraram nas mais diversas ocasiões.

Ao Instituto Superior Técnico/Instituto Tecnológico e Nuclear, por me ter recebido durante estes meses e pela disponibilização de todos os equipamentos necessários à realização deste trabalho.

Um agradecimento especial aos funcionários do Departamento de Protecção e Segurança Radiológica e das Oficinas do IST/ITN, pela ajuda e disponibilidade demonstrada.

Por fim, um agradecimento a toda a minha família e amigos, não só por estes meses de trabalho na dissertação, mas por todos os outros anos.

Resumo

Em Portugal surgem por ano 4500 novos casos de cancro da mama, sendo que por dia morrem 4 mulheres com esta doença. A diminuição destes valores de incidência e mortalidade, bastante elevados na população feminina, exige um diagnóstico precoce, no qual a mamografia desempenha um papel essencial. A crescente necessidade de realização deste exame de radiodiagnóstico faz com que seja importante um maior controlo das doses de radiação a que os pacientes estão sujeitos.

O principal objectivo deste trabalho foi a realização da dosimetria das qualidades de radiação RQR-M, aplicadas à mamografia. A dosimetria é realizada através da medição do kerma no ar, com instrumentos adequados, como as câmaras de ionização, devidamente calibradas.

Inicialmente foi realizada a caracterização do campo de radiação do mamógrafo utilizado para este trabalho (GE Senographe 600T). A caracterização do campo é efectuada com o objectivo de determinar as suas dimensões e homogeneidade e, garantir que estas características se encontram de acordo com o referido no certificado de calibração da câmara de ionização.

Numa primeira fase do trabalho, tanto os resultados experimentais, como os resultados de simulação em Monte Carlo permitiram concluir que o campo de radiação não satisfazia as condições necessárias à realização de dosimetria. Após alterações na geometria do sistema, nomeadamente na inclinação da ampola, conseguiu-se obter um campo de radiação com as características pretendidas. Foi então realizada a determinação de valores de HVL, por forma a caracterizar as qualidades de radiação de acordo com a norma internacional IEC 61267, e a dosimetria para as qualidades de radiação RQR-M.

Todos os procedimentos experimentais necessários para este trabalho foram realizados no Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes do IST/ITN (LMRI – IST/ITN).

Palavras-chave: Raios-X; Dosimetria; Radiodiagnóstico; Mamografia; Kerma no Ar; Efeito Anódico.

Abstract

In Portugal 4500 new cases of breast cancer arise each year, of which 4 women a day die from this disease. The decrease in these values of incidence and mortality, very high in the female population, requires early diagnosis, in which mammography plays an essential role. The growing need for this radiodiagnostic exam makes it important to have more control of the radiation dose to which patients are subject.

The main objective of this thesis was the dosimetry of the radiation qualities RQR-M, applied to mammography. The dosimetry is performed by measuring the air kerma with appropriate instruments, such as ionization chambers, properly calibrated.

Initially the radiation field of the mammography unit used to this work (GE Senographe 600T) was characterised. The field characterization is performed in order to determine their dimensions and homogeneity and guarantee that these characteristics are in accordance with the calibration certificate of the ionization chamber. In a first stage of this work, both the experimental results and the results of Monte Carlo simulations showed that the radiation field did not fulfill the necessary conditions for the realization of dosimetry.

After some changes in the geometry of the system, namely the x-ray tube inclination, a radiation field with the desired characteristics was obtained. The HVL values were determined in order to characterize the radiation qualities according to the international standard IEC 61267, and the dosimetry for the RQR-M radiation qualities was performed.

All the experimental procedures were made in the Laboratory of Metrology of Ionizing Radiation from IST/ITN (LMRI – IST/ITN).

Keywords: X-Rays; Dosimetry; Radiodiagnostic; Mammography; Air Kerma; Anode Heel Effect.

Lista de Acrónimos

BIPM	Bureau International des Poids et Mesures
CSDA	Continuous Slowing Down Approximation
HVL	Half Value Layer
IAEA	International Atomic Energy Agency
ICRP	International Commission on Radiological Protection
ICRU	International Commission on Radiation Units and Measurements
IEC	International Electrotechnical Commission
ISO	International Organization for Standardization
ITN	Instituto Tecnológico e Nuclear
Kerma	Kinetic Energy Released in Material
LMRI	Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes
NIST	National Institute of Standards and Technology
PSDL	Primary Standards Dosimetry Laboratories
PTB	Physikalisch Technische Bundesanstalt
RQR	Radiation Qualities in Radiation Beams emerging from the X-ray Source Assembly

Índice

Agradecimentos.....	v
Resumo.....	vii
Abstract	ix
Lista de Acrónimos	xi
Índice.....	xiii
Lista de Figuras	xvii
Lista de Tabelas.....	xxi
1. Introdução	1
2. Conceitos Físicos.....	3
2.1 Interacção dos Electrões com a Matéria.....	3
2.1.1 Tipos de Interacção	3
2.1.1.1 Colisões Suaves ($\mathbf{b} \gg \mathbf{a}$)	4
2.1.1.2 Colisões Duras ou Colisões Knock-On ($\mathbf{b} \approx \mathbf{a}$)	4
2.1.1.3 Bremsstrahlung ($\mathbf{b} \ll \mathbf{a}$)	4
2.1.2 Poder de Paragem.....	5
2.1.3 Alcance.....	6
2.2 Interacção dos Fotões com a Matéria	7
2.2.1 Processos de Interacção.....	8
2.2.1.1 Efeito Fotoeléctrico	8
2.2.1.2 Efeito de Compton	10
2.2.1.3 Dispersão de Thompson	12
2.2.1.4 Dispersão de Rayleigh.....	12
2.2.1.5 Produção de Pares	13
2.2.2 Secção Eficaz	14
2.2.3 Coeficiente de Atenuação Linear	15
2.2.4 Lei do Inverso do Quadrado da Distância	16
2.3 Grandezas e Unidades	17

2.3.1	Fluência	17
2.3.2	Fluência de Energia	17
2.3.3	Kerma	17
2.3.4	Débito de Kerma	17
2.3.5	Dose Absorvida	18
2.3.6	Exposição	18
3.	Instrumentação	19
3.1	Ampola de Raios X	19
3.1.1	Cátodo	20
3.1.2	Ânodo	20
3.2	Espectro de emissão de raios-X	22
3.2.1	Radiação de <i>Bremsstrahlung</i>	22
3.2.2	Radiação Característica	23
3.2.3	Corrente no Filamento	23
3.2.4	Tensão na Ampola	24
3.2.5	Filtração	25
3.2.5.1	Filtração Inerente	25
3.2.5.2	Filtração Adicional	25
3.2.6	Material do Ânodo	26
3.2.6.1	Mamografia	27
3.2.7	Homogeneidade do Campo	30
3.2.7.1	Distribuição Angular dos Fótons	30
3.2.7.2	Efeito Anódico	31
3.2.7.3	Efeito da Inclinação do Trajecto	33
3.2.7.4	Perfil do Campo de Radiação	36
3.3	Detectores de Radiação Gasosos	39
3.3.1	Regiões de Operação	41
3.4	Câmaras de Ionização	42
3.4.1	Câmara Cilíndrica	42

3.4.2	Câmara de Placas Paralelas	43
4.	Dosimetria	45
4.1	Normas Internacionais e Outras Referências	46
4.1.1	Código da prática para a dosimetria em radiodiagnóstico, TRS 457, IAEA	46
4.1.2	Norma IEC 61267	46
4.2	Caracterização das Qualidades de Radiação	47
4.2.1	Half Value Layer – HVL	47
4.2.2	Coeficiente de Homogeneidade	48
4.2.3	Coeficiente $K(HVL1)/K(0)$	48
4.2.4	Radiação RQR – M	48
4.3	Filtração	49
4.4	Geometria	50
4.5	Colimação	50
4.6	Caracterização do Perfil do Campo de Radiação	50
4.7	Dosimetria das Qualidades de Radiação	51
5.	Resultados Experimentais	55
5.1	Resposta do Mamógrafo	55
5.2	Perfil do Campo de Radiação	56
5.2.1	Ampola na Posição Original	56
5.2.2	Alteração na Posição da Ampola	59
5.2.3	Simulação em Monte Carlo	63
5.2.4	Filtração	67
5.2.5	Colimação	68
5.3	Determinação de HVL	70
5.4	Dosimetria das Qualidades de Radiação	74
5.4.1	Simulação em Monte Carlo	77
5.4.2	Incerteza	79
5.5	Verificação Metrológica	82
6.	Conclusões	85

Bibliografia	89
Anexo A. Certificado de Calibração.....	95
Anexo B. Projectos.....	97
Anexo C. Exemplo de Cálculo de Incertezas	101

Lista de Figuras

Figura 2.1: Diferentes tipos de interacção do electrão com o átomo. Adaptado de [Podgorsak 2010].	3
Figura 2.2: Diferença entre o alcance de um electrão, R , e o percurso médio do electrão no meio. Adaptado de [Podgorsak 2010].	7
Figura 2.3: Representação esquemática do efeito fotoeléctrico. Adaptado de [Podgorsak 2010].	9
Figura 2.4: Representação esquemática do efeito fotoeléctrico com emissão de um electrão de Auger. Adaptado de [Ahmed 2007].	9
Figura 2.5: Representação esquemática do efeito de Compton. Adaptado de [Ahmed 2007].	10
Figura 3.1: Esquema típico de uma ampola típica de raios - X. Adaptado de [Ahmed 2007].	19
Figura 3.2: a) Diagrama dos focos real e óptico de uma ampola de raios-X. b) Perspectiva. Retirado de [Lima 2005].	21
Figura 3.3: Curvas da intensidade do feixe por unidade de energia dos fotões, dI/dE , em função da energia dos fotões, E , para correntes no filamento de 100 e 200 mA e tensão constante na ampola. Adaptado de [Lima 2005].	24
Figura 3.4: Curvas da intensidade do feixe por unidade de energia dos fotões, dI/dE , em função da energia dos fotões, E , para tensões na ampola de 120 e 60 kV e para uma corrente no filamento constante. Adaptado de [Lima 2005].	25
Figura 3.5: Intensidade por unidade de energia dos fotões em função da energia destes. E_m representa a energia máxima dos fotões do feixe de radiação. Curva 1: Espectro de Raios-X no ânodo sem nenhum tipo de filtração. Curva 2: Espectro à superfície do ânodo. Curva 3: Espectro à saída do tubo sem filtração adicional. Curva 4: Espectro com filtração adicional. Curva 5: Espectro emergente do paciente. Adaptado de [Lima 2005].	26
Figura 3.6: Espectros de emissão de ampolas de Raios-X com ânodos de diferentes materiais. Adaptado de [Lima 2005].	26
Figura 3.7: Probabilidade relativa de ocorrência dos efeitos fotoeléctrico e de Compton em tecido mole em função das energias dos fotões. Retirado de [Lima 2005].	27
Figura 3.8: a) Espectro de energia dos raios-X com ânodo de W para as tensões anódicas de 30 e 50 keV (filtração de 0,5 mm de Al). b) Espectro de energia de raios-X com ânodo de Mo para tensão anódica de 30 keV (filtração de 20 μ m de Mo). Retirado de [Lima 2005].	28
Figura 3.9: Efeito da descontinuidade K através de um filtro de 0,03 mm de Mo no espectro de energia dos raios-X com ânodo em Mo para tensões anódicas de 30 keV. Retirado de [Lima 2005].	29

Figura 3.10: Sobreposição dos espectros de Mo/Mo e Rh/Rh. Retirado de [Lima 2005].	29
Figura 3.11: Distribuição angular dos raios-X em função da energia dos electrões: (a) baixa energia, (b) média energia e (c) alta energia. Retirado de [Lima 2005].	30
Figura 3.12: Representação da intensidade de emissão de fotões de Bremsstrahlung para cada ângulo, para energias dos electrões incidentes de 5, 10 e 50 keV.	31
Figura 3.13: Representação esquemática do efeito anódico: a) ânodo com inclinação elevada; b) ânodo com inclinação reduzida. Retirado de [Lima 2005].	32
Figura 3.14: Esquema típico de um sistema de mamografia. Encontram-se representados o efeito anódico (a vs. a'), o path obliquity effect (t vs. t') e a lei do inverso do quadrado (b vs. b'). Adaptado de [Pawluczyk 2001].	34
Figura 3.15: Importância relativa dos três efeitos responsáveis pela não homogeneidade do feixe de radiação: Efeito Anódico, Lei do Inverso do Quadrado e <i>Path Obliquity Effect</i> . Adaptado de [Pawluczyk 2001].	35
Figura 3.16: Representação esquemática do sistema utilizado experimentalmente.	36
Figura 3.17: Representação esquemática do ânodo da ampola, feixe de electrões incidente e diferentes percursos percorridos pelos fotões emitidos.	37
Figura 3.18: Gráfico correspondente aos cálculos efectuados para a obtenção do perfil do campo de radiação esperado no eixo cátodo-ânodo. O ponto zero corresponde ao indicado no plano do esquema da Figura 3.16.	39
Figura 3.19: Representação das regiões de operação dos detectores gasosos num gráfico do sinal de carga recolhido em função da tensão de polarização. Retirado de [Ahmed 2007].	41
Figura 3.20: a) Câmaras Cilíndricas PTW - 23331 e PTW - 23332. b) Esquema de uma câmara cilíndrica. Adaptado de [IAEA 2007].	43
Figura 3.21: a) Câmara de Placas Paralelas PTW - 34096. b) Esquema de uma câmara de placas paralelas. Adaptado de [IAEA 2007].	44
Figura 4.1: Esquema do Sistema Internacional de Unidades. As linhas a tracejado representam intercomparações de padrões primários e secundários. Retirado de [IAEA 2007].	45
Figura 4.2: Representação gráfica do valor do primeiro e segundo HVL. Adaptado de [Limede 2010].	48
Figura 5.1: Gráfico representativo da linearidade do valor de carga obtido com o valor de corrente×tempo. Dados experimentais obtidos para uma tensão na ampola de 30 kV.	55
Figura 5.2: Fotografia da peça construída nas oficinas do IST/ITN, fixa ao mamógrafo e à peça de suporte da câmara de ionização.	56
Figura 5.3: Esquema experimental utilizado durante os varrimentos no campo de radiação.	57
Figura 5.4: Representação normalizada dos perfis do campo de radiação. a) Varrimento do Eixo Perpendicular ao Cátodo-Ânodo. b) Varrimento no Eixo Cátodo-Ânodo. Perfis obtidos com uma tensão de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.	58

Figura 5.5: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação após as alterações no mamógrafo. Perfil obtido com uma tensão de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.....	59
Figura 5.6: Esquema das alterações efectuadas na posição da ampola no mamógrafo. 1- Ampola na posição original. 2- Ampola paralela ao plano do detector. 3- Ampola inclinada na direcção oposta à original.	60
Figura 5.7: Esquema representativo das alterações das distâncias percorridas pelo feixe de radiação na posição 3 da ampola, comparativamente à sua posição original (posição 1).....	61
Figura 5.8: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação para as três posições da ampola representadas na Figura 5.6. Perfis obtidos com uma tensão na ampola de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.....	62
Figura 5.9: Espectros de energia dos raios X com ânodo de molibdénio, número de fotões por unidade de energia, dP/dE , em função da energia, E. Resultados obtidos por simulação em Monte Carlo, sem filtração e com filtração de 30 μ m de molibdénio, para tensões anódicas de 30kV.....	64
Figura 5.10: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação para as três posições da ampola, representados na Figura 5.6, e resultados do perfil obtidos através de simulação para as respectivas posições.	65
Figura 5.11: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação obtido através de cálculos (Figura 3.18), para a posição original da ampola (posição 1) representada na Figura 5.6, e resultados do perfil obtidos através de simulação para essa mesma posição e para uma tensão na ampola de 30 kV.....	66
Figura 5.12: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação, com a utilização de um filtro de 30 μ m de molibdénio e sem filtração adicional. Perfis obtidos com uma tensão na ampola de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.....	67
Figura 5.13: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação, com a utilização de um colimador com uma abertura de 1 cm e sem colimador. Perfis obtidos com uma tensão de 30 kV na ampola e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.....	68
Figura 5.14: Estudo geométrico para a determinação do diâmetro da abertura do colimador para um campo de radiação de diâmetro igual a 10 cm.	69
Figura 5.15: Representação normalizada dos perfis do campo de radiação, com um colimador de abertura igual a 0,78 cm. a) Varrimento no eixo perpendicular ao cátodo-ânodo. b) Varrimento no eixo cátodo-ânodo. Perfis obtidos com uma tensão de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.....	70
Figura 5.16: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 1 (25 kV).....	71
Figura 5.17: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 2 (28 kV).....	72
Figura 5.18: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 3 (30 kV).....	72

Figura 5.19: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 4 (35 kV).....	73
Figura 5.20: Fotografia do sistema utilizado para a realização da dosimetria.	75
Figura 5.21: Gráfico dos valores de carga, corrigida relativamente a pressão e temperatura, obtidos para uma série de 10 medições, correspondente à dosimetria para a qualidade de radiação RQR-M 4. A linha preta representa a média dos 10 valores de medida registados.....	75
Figura 5.22: Gráfico dos valores da média dos 10 valores de carga corrigida, de cada série de medidas, para a qualidade de radiação RQR-M 3.	76
Figura 5.23: Gráfico dos valores de carga obtidos para várias repetições da dosimetria para a qualidade de radiação RQR-M 3. A linha a preto representa a média dos valores.	76
Figura 5.24: Representação esquemática das duas situações simuladas em Monte Carlo.	77
Figura B.1: a) Desenho do sistema experimental utilizado, com a peça construída para permitir o deslocamento da câmara a cinzento (vista lateral). b) Desenho da peça construída nas oficinas do IST/ITN (vista superior).	97
Figura B.2: Fotografia do sistema experimental utilizado, com a presença da peça de suporte construída nas oficinas do IST/ITN fixa ao mamógrafo, suporte para a câmara de ionização e câmara de ionização utilizada para a realização da dosimetria das qualidades de radiação.....	97
Figura B.3: Desenho da peça construída para suporte de colimação e filtração na ampola do mamógrafo. a) Vista superior. b) Vista lateral. c) Vista anterior.	98
Figura B.4: Desenho do colimador construído para a obtenção de um campo circular com um diâmetro de 10 cm.	98
Figura B.5: Fotografia da ampola do mamógrafo na posição 3 da Figura 5.4, com a peça de suporte de colimação e filtração.	99

Lista de Tabelas

Tabela 4.1: Caracterização das qualidades de radiação RQR - M segundo a norma IEC 61267. Qualidade de radiação, tensão na ampola e valor de HVL.....	49
Tabela 5.1: Parâmetros de ajuste utilizados para as curvas de atenuação das qualidades de radiação RQR-M 1 a RQR-M 4.	73
Tabela 5.2: Qualidade de radiação, potencial na ampola, valor de HVL obtido experimentalmente e valor de HVL referido na norma IEC 61267.	74
Tabela 5.3: Qualidade de radiação, tensão na ampola, valor de carga obtido experimentalmente no LMRI e factor de calibração presente no certificado de calibração da câmara de ionização.	77
Tabela 5.4: Factores de correcção para a incidência do feixe na câmara de ionização obtidos através de simulação em Monte Carlo.	78
Tabela 5.5: Qualidade de radiação, tensão na ampola e valor de Kerma no ar, com respectiva incerteza, obtido experimentalmente no LMRI.....	78
Tabela 5.6: Qualidade de radiação, tensão na ampola, kerma no ar obtido através da câmara de ionização calibrada, kerma no ar medido pelo dosímetro Unfors, Erro Intrínseco Relativo, HVL determinado através de curva de atenuação e HVL medido pelo dosímetro Unfors.	83
Tabela C.1: Registo de valores das medições efectuadas na primeira série para a determinação do kerma no ar, no plano de referência, para a qualidade de radiação RQR-M 3.....	101
Tabela C.2: Balanço da incerteza e do valor de kerma no ar no plano de referência para a qualidade de radiação RQR-M 3.....	104
Tabela C.3: Incerteza Expandida do valor do kerma no ar, no plano de referência, para a qualidade RQR-M 3.	105

1. Introdução

O cancro da mama apresenta valores elevados de incidência e mortalidade na população feminina. De facto, são contabilizados anualmente 4500 novos casos desta doença, que leva à morte de 4 mulheres por dia. Devido à dificuldade na diminuição da prevalência dos factores de risco, a prevenção torna-se um aspecto essencial no que diz respeito ao cancro da mama. Esta prevenção passa por um controlo rigoroso e periódico através da realização de mamografia, um meio de radiodiagnóstico eficaz na detecção desta doença [LPCC 2012].

Contudo, a principal desvantagem deste método de diagnóstico, assim como de qualquer técnica de radiodiagnóstico, é a utilização de radiação ionizante.

Nos últimos anos tem sido feito um grande esforço no sentido de controlar a exposição dos pacientes à radiação ionizante, na realização de exames médicos. De facto, apesar dos claros benefícios para a saúde do paciente, estes procedimentos constituem a maior fonte de exposição da população à radiação artificial. Assim, têm sido emitidos protocolos que estabelecem procedimentos, grandezas e unidades em dosimetria. Em 2007 a IAEA emitiu um código de práticas (TRS 457), que estabelece os procedimentos a adoptar na dosimetria em radiodiagnóstico [IAEA 2007]. Os aparelhos utilizados para esse efeito devem estar calibrados com rastreabilidade a um padrão primário, sendo que em Portugal, a função de garantir a rastreabilidade dessas calibrações pertence ao Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes (LMRI), laboratório nacional reconhecido pelo Instituto Português da Qualidade.

O principal objectivo deste trabalho foi a realização da dosimetria, para as qualidades de radiação RQR-M, utilizadas para a mamografia, de um mamógrafo *GE Senographe 600T* com uma ampola com ânodo de molibdénio. Para cumprir esse objectivo foi necessário realizar primeiro a caracterização do perfil do campo de radiação e a caracterização das qualidades de radiação envolvidas, bem como resolver todos os problemas e dificuldades que foram surgindo ao longo do trabalho. Todos os procedimentos experimentais necessários para tal foram realizados no LMRI, no Campus Tecnológico e Nuclear do Instituto Superior Técnico (LMRI – IST/ITN).

Além deste capítulo inicial, no capítulo 2 são indicados os principais processos de interacção dos electrões e dos fotões com a matéria, as suas características e importância relativa no que diz respeito ao radiodiagnóstico e, ainda, uma breve descrição das principais grandezas, e respectivas unidades, utilizadas na medição de radiação ionizante.

Na primeira parte do capítulo 3 é feita a descrição de uma ampola de raios X, a sua constituição e funcionamento. É também feita a distinção entre a radiação de *Bremmstrahlung* e a radiação característica, que constituem um espectro de raios X, quais os factores que alteram a

forma deste espectro e o modo como estas alterações ocorrem. A importância de alguns destes factores, no caso particular da mamografia, nomeadamente o material do ânodo e a filtração, faz ainda parte desta secção. A secção seguinte deste capítulo está relacionada com a homogeneidade do campo de radiação, os efeitos que contribuem para a não homogeneidade, a importância relativa de cada um destes efeitos e, uma vez mais, a forma como esta questão afecta o caso da mamografia em particular. Esta secção termina com a determinação do perfil de campo obtida teoricamente para o caso do mamógrafo a utilizar. Por fim, é ainda descrito neste capítulo o modo de funcionamento dos detectores gasosos, as regiões onde operam e os dois tipos de detectores gasosos utilizados neste trabalho: as câmaras de ionização cilíndricas e as câmaras de ionização de placas paralelas.

O capítulo 4 é o capítulo onde são descritos os aspectos relacionados com a dosimetria. Apresenta uma descrição das normas e referências internacionais mais importantes na realização deste trabalho, nomeadamente a norma internacional IEC 61267 e o código de prática para a dosimetria em radiodiagnóstico, TRS 457. Descreve os parâmetros necessários para uma correcta caracterização das qualidades de radiação e os procedimentos e considerações importantes para a caracterização do perfil do campo de radiação e para a dosimetria das qualidades de radiação.

O capítulo 5 apresenta todos os resultados experimentais obtidos e a sua respectiva discussão, bem como o método utilizado para o cálculo das incertezas correspondentes às medições efectuadas.

Por fim, o capítulo 6 descreve as conclusões referentes ao trabalho realizado.

2. Conceitos Físicos

2.1 Interação dos Electrões com a Matéria

Uma partícula carregada, como é o caso dos electrões, encontra-se rodeada pelo seu campo eléctrico, que interage com os electrões das orbitais e com o núcleo dos átomos que encontra à medida que vai penetrando na matéria. Em cada uma destas interacções atómicas individuais a partícula carregada perde uma pequena quantidade de energia. Assim, até que toda a sua energia cinética seja transferida para o meio, os electrões participam num elevado número de interacções [Podgorsak 2010].

2.1.1 Tipos de Interação

As interacções dos electrões com o meio que atravessam podem ser divididas em três tipos, consoante o tamanho do parâmetro clássico de impacto da trajectória do electrão (b) em comparação com o raio atómico clássico (a), tal como representado na Figura 2.1 [Podgorsak 2010]:

- para $b \ll a$, interacção de Coulomb da partícula carregada com o campo nuclear externo do átomo, designada por colisão radiativa (produção de radiação *Bremsstrahlung*);
- para $b \approx a$, interacção de Coulomb da partícula carregada com um electrão da orbital, designada por colisão dura;
- para $b \gg a$, interacção de Coulomb da partícula carregada com um electrão da orbital, designada por colisão suave.

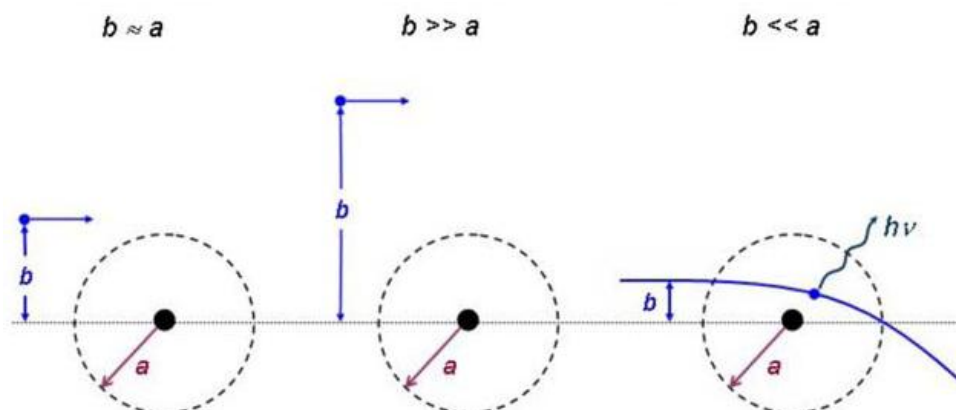


Figura 2.1: Diferentes tipos de interacção do electrão com o átomo. Adaptado de [Podgorsak 2010].

2.1.1.1 Colisões Suaves ($b \gg a$)

Quando uma partícula carregada passa por um átomo a uma distância considerável ($b \gg a$), a influência do campo de força de Coulomb da partícula afecta o átomo como um todo, excitando-o até um nível superior de energia ou até mesmo ionizando-o, através da ejeção de um electrão de valência. O efeito do campo é a transferência de uma pequena quantidade de energia, de apenas alguns eV, para um átomo do meio absorvente. Devido ao facto de elevados valores de b terem uma probabilidade de ocorrência elevada, as colisões suaves são as mais numerosas no que diz respeito a interacções de partículas carregadas e, contribuem para cerca de metade da energia transferida para o meio [Attix 1986].

2.1.1.2 Colisões Duras ou Colisões Knock-On ($b \approx a$)

Quando o parâmetro de impacto b é da ordem das dimensões atómicas, torna-se mais provável que a partícula incidente interaja apenas com um electrão atómico. Este electrão é então ejectado do átomo com uma energia cinética considerável e é designado por raio delta (δ). Os raios δ possuem energia suficiente para permitir interacções de Coulomb por si próprios, dissipando a sua energia através de um caminho que é diferente da partícula carregada primária [Attix 1986].

Apesar de ocorrerem em menor número que as colisões suaves, a fracção de energia das partículas primárias que é utilizada nas colisões duras é comparável à correspondente fracção de energia nas colisões suaves [Attix 1986].

Sempre que um electrão de uma orbital de uma camada interna do átomo é ejectado devido a uma colisão dura são emitidos raios X característicos e/ou electrões de Auger, tal como se esse electrão tivesse sido removido devido a uma interacção com um fóton. Assim, parte da energia transferida para o meio pode ser desviada do caminho da partícula primária quer pelos raios X e electrões de Auger, quer pelos raios δ [Attix 1986].

2.1.1.3 Bremsstrahlung ($b \ll a$)

Em cerca de 97 – 98 % das interacções, o electrão sofre uma dispersão elástica e não emite fótons de raios X nem excita o núcleo, perdendo apenas uma pequena quantidade de energia suficiente para satisfazer a conservação do momento para a colisão. Este mecanismo justifica o facto de os electrões seguirem caminhos tão sinuosos, uma vez que estes casos não correspondem a um importante mecanismo de transferência de energia para o meio, mas sim a um importante meio de deflexão dos electrões [Attix 1986].

Nos restantes 2 – 3 % dos casos em que o electrão possui um parâmetro de impacto inferior ao raio atómico, ou seja, o electrão passa perto do núcleo, ocorre uma interacção inelástica radiativa e é emitido um fóton de raios X. Este fóton emitido resulta da conservação do

momento cinético do sistema núcleo – electrão, isto é, a variação de velocidade dos electrões do feixe devido à atracção exercida pelos núcleos dos átomos, faz com que a energia cinética tenha de ser transformada em energia electromagnética (fótons), para que seja conservado o momento cinético do sistema [Lima 2005]. Neste processo, o electrão além de ser deflectido, transfere para o fóton uma fracção significativa da sua energia (até 100%), desacelerando. Estes raios X são denominados por *Bremsstrahlung*, a palavra alemã para “radiação de travagem” [Attix 1986].

Para os electrões existe um comprimento de onda mínimo para que haja emissão de fótons de *Bremsstrahlung*, dado pela equação 2.1 [Ahmed 2007].

$$\lambda_{min} = \frac{hc}{eV} \quad 2.1$$

onde V representa o potencial a que o electrão é sujeito.

Para materiais com elevado número atómico e para valores de energia superiores a 10 MeV, o processo de *Bremsstrahlung* é dominante relativamente a outros tipos de interacções. No entanto, este processo é dominante relativamente aos outros tipos de interacção, à excepção do processo de ionização, de baixas energias até altas energias, sendo por isso impossível negligenciar a componente radiativa do poder de paragem, no caso dos electrões [Ahmed 2007].

A secção eficaz diferencial por átomo é proporcional a Z^2 , o que significa que uma pequena espessura (tal que pode ser atravessada pelos electrões) de um material com Z elevado pode ser utilizado para dispersar um feixe de electrões. Por outro lado, esta secção eficaz depende também do inverso do quadrado da massa da partícula, pelo que a emissão de radiação de *Bremsstrahlung* para outras partículas de massa elevada é insignificante [Attix 1986].

2.1.2 Poder de Paragem

O parâmetro utilizado para descrever a perda gradual de energia à medida que a partícula penetra no meio é designado por poder de paragem, ou seja, é a taxa de energia perdida por unidade de comprimento do percurso da partícula carregada (dE/dx). Este parâmetro pode ser dividido em dois: o poder de paragem de colisão, que resulta da interacção com os electrões das orbitais dos átomos do meio, e o poder de paragem radiativo, que resulta das interacções com os núcleos dos átomos do meio. O poder de paragem depende das propriedades da partícula carregada (massa, carga e velocidade) e das propriedades do meio em que esta penetra (densidade e número atómico). Geralmente o poder de paragem é dado em unidades de MeV/cm ou J/m , e é referido como poder de paragem mássico, S , quando dividido pela densidade ρ do meio absorvente [Podgorsak 2010, Attix 1986].

A taxa de produção de *Bremsstrahlung* por electrões ao atravessarem o meio absorvente é expressa pelo poder de paragem mássico radiativo, de acordo com a equação 2.2 [Podgorsak 2010].

$$S_{rad} = N_a \sigma_{rad} E_i \quad 2.2$$

onde N_a é o número de átomos por unidade de massa, σ_{rad} é a secção eficaz total para a produção de *Bremsstrahlung* e E_i é a energia inicial total da partícula carregada [Podgorsak 2010].

Quanto ao poder de paragem mássico de colisão é dado pela equação 2.3.

$$S_{col} = 2\pi r_e^2 \frac{Z}{A} N_A \frac{m_e c^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{E_K}{I} + \ln(1 + \tau/2) + F^-(\tau) - \delta \right] \quad 2.3$$

com r_e o raio clássico do electrão ($r_e = 2,82 \times 10^{-13} \text{cm}$), I o potencial médio de ionização-excitação e $m_e c^2$ a massa do electrão em repouso.

A função $F^-(\tau)$ para os electrões corresponde a:

$$F^-(\tau) = (1 - \beta^2)[1 + \tau^2/8 - (2\tau + 1) \ln 2] \quad 2.4$$

onde τ é a energia cinética do electrão normalizada a $m_e c^2$, ou seja, $\tau = E_K/m_e c^2$, β é a velocidade do electrão normalizada a c , ou seja, $\beta = v/c$.

δ corresponde à correcção de polarização, aplicada a meios líquidos ou sólidos, em que a distorção do dipolo dos átomos perto do percurso da partícula carregada enfraquece o campo de força de Coulomb, sentido pelos átomos mais distantes, diminuindo assim o processo de desaceleração [Podgorsak 2010].

Geralmente, o poder de paragem mássico, S_{tot} , de partículas carregadas é dado pela soma das duas componentes e, para partículas carregadas leves, como é o caso dos electrões, ambas as componentes têm uma contribuição importante para o poder de paragem total. No caso de energias inferiores a 10 MeV as perdas por colisão são dominantes ($S_{col} > S_{rad}$), enquanto que para energias superiores a situação é inversa ($S_{col} < S_{rad}$). No que diz respeito ao meio absorvente, números atómicos mais elevados apresentam valores de poder de paragem mássico de colisão inferiores a meios com menor número atómico, para as mesmas energias dos electrões [Podgorsak 2010].

2.1.3 Alcance

Ao atravessar um dado meio, as partículas carregadas podem sofrer deflexões significativas, devido às colisões que sofrem, e que resultam em ionizações ou emissão de radiação. Podem ainda sofrer estas deflexões devido a dispersões elásticas. Estes efeitos são especialmente importantes nas partículas leves carregadas, como os electrões, ao contrário do que acontece com as partículas pesadas carregadas [Podgorsak 2010].

Electrões com energia cinética E_K podem perder energia em colisões ionizantes até $E_K/2$ e até E_K em colisões radiativas. Podem ainda ser dispersos com ângulos significativos, pelo que o

seu trajecto no meio tende a ser sinuoso, tal como é possível observar na Figura 2.2 [Podgorsak 2010].

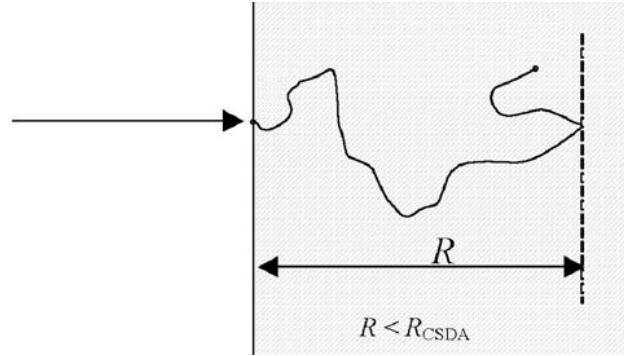


Figura 2.2: Diferença entre o alcance de um electrão, R , e o percurso médio do electrão no meio. Adaptado de [Podgorsak 2010].

O alcance R de uma partícula carregada, num determinado meio absorvente, corresponde à profundidade que a partícula pode penetrar no meio, ou seja, a espessura deste meio que a partícula pode percorrer. Este valor depende da energia cinética da partícula, da sua massa e da sua carga, assim como da composição do meio. O R_{CSDA} corresponde ao percurso médio que a partícula percorre no meio absorvedor e é determinado, utilizando o conceito de *continuous slowing down approximation* (CSDA), segundo o qual a partícula vai perdendo a sua energia cinética continuamente, através da equação 2.5 [Podgorsak 2010, Attix 1986].

$$R_{CSDA} = \int_0^{E_{K_i}} \frac{dE}{S_{tot}(E)} \quad 2.5$$

E_{K_i} corresponde à energia cinética inicial da partícula carregada e $S_{tot}(E)$ ao poder de paragem total da partícula em função da energia cinética E_K .

2.2 Interacção dos Fotões com a Matéria

Ao contrário das partículas carregadas, os fotões não perdem continuamente energia à medida que penetram na matéria, pelo que podem percorrer alguma distância até interagir com um átomo. O valor da distância percorrida pelo fotão depende da probabilidade de interacção por unidade de comprimento da matéria que este atravessa. Este valor de probabilidade está relacionado com a energia do fotão e com o meio, nomeadamente com número atómico do material que constitui o meio [Turner 1995].

Quando um feixe de fotões atravessa um dado material, parte desses fotões sofre interacções. No entanto, a energia individual dos fotões do feixe que não participaram em interacções com a matéria não sofre alterações [Ahmed 2007].

Os fótons são radiação indirectamente ionizante, que deposita a sua energia no meio através de duas etapas: inicialmente a energia é transferida para partículas leves carregadas e em seguida é depositada no meio através destas partículas. Os fótons podem interagir com o meio de diferentes formas, sendo que algumas dessas interações têm apenas interesse teórico, por forma a permitir a melhor compreensão do fenómeno da interacção dos fótons com a matéria. Outros tipos de interacção, por sua vez são de extrema importância no que diz respeito à física médica, uma vez que, apresentam um papel fundamental na imagem médica, radioterapia e dosimetria da radiação [Podgorsak 2007].

2.2.1 Processos de Interação

A interacção do fóton com o núcleo pode ocorrer de forma directa, levando a um processo de fotodesintegração ou, pode ocorrer entre o fóton e o campo electrostático do núcleo, processo designado por produção de pares. Já as interações com os electrões das orbitais são caracterizadas consoante esse electrão se encontra fraco ou fortemente ligado. Caso se trate de uma ligação fraca irão ocorrer processos de interacção designados por dispersão de Thomson, efeito de Compton e produção de tripletos, caso seja forte é designado por efeito fotoeléctrico. Um electrão fracamente ligado é um electrão cuja energia de ligação é inferior à energia do fóton incidente, uma interacção entre este electrão e o fóton é considerada uma interacção entre um fóton e um electrão livre. Pelo contrário, um electrão de uma orbital considerado fortemente ligado é um electrão em que a sua energia de ligação é igual ou ligeiramente inferior à energia do fóton, neste caso considera-se a interacção entre um fóton e o átomo como um todo [Podgorsak 2010].

Após interagir com o átomo, o fóton pode desaparecer, ou seja, ser completamente absorvido, ou ser dispersado. Caso seja absorvido, toda a sua energia é transferida para os electrões. Se o fóton sofrer uma dispersão, dois casos são possíveis: o fóton resultante tem a mesma energia que o fóton incidente e nenhuma partícula leve carregada é libertada durante a interacção ou, caso o fóton disperso resultante tenha uma energia inferior ao fóton inicial incidente, o excesso de energia é transferido para uma partícula leve carregada. As partículas carregadas produzidas durante os processos de interacção irão depositar a sua energia no meio, através de interações de Coulomb com os electrões das orbitais dos átomos do meio ou, interagir com o núcleo dos átomos do meio e perder a sua energia sob a forma de radiação através das interações de Coulomb [Podgorsak 2010].

2.2.1.1 Efeito Fotoeléctrico

Esta interacção dá-se entre um fóton e um electrão de uma orbital fortemente ligado, sendo que o fóton é completamente absorvido e o electrão da orbital, designado por fotoelectrão, é

ejectado. Uma interacção deste tipo entre um fotão, de energia $h\nu$, e um electrão atómico da camada K encontra-se representada na Figura 2.3 [Podgorsak 2010].

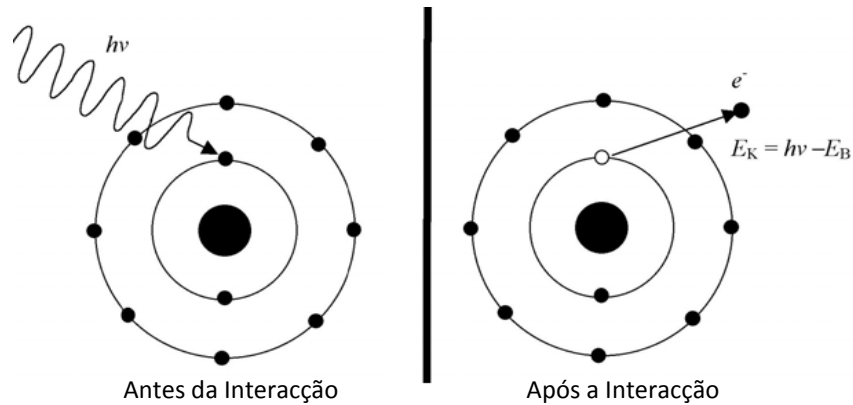


Figura 2.3: Representação esquemática do efeito fotoelétrico. Adaptado de [Podgorsak 2010].

O fotão é absorvido completamente e o electrão da camada K é ejectado do átomo, possuindo uma energia cinética $E_K = h\nu - E_B(K)$, com $E_B(K)$ a energia de ligação do electrão da camada K. Quando a energia do fotão é superior à energia de ligação da camada K do material do meio, isto é, $h\nu > E_B(K)$, cerca de 80% da absorção fotoelétrica ocorre com os electrões da camada K do meio [Podgorsak 2010].

A lacuna deixada pelo electrão é preenchida com um electrão de uma camada superior, de forma a estabilizar o átomo. Esta transição leva à emissão de um fotão de energia igual à diferença dos dois níveis de energia, sendo que tais fotões estão geralmente na região do espectro electromagnético correspondente aos Raios X. Um fotão de Raios X emitido como consequência do efeito fotoelétrico pode ainda levar à ejeção de um outro electrão da orbital, este electrão é designado por electrão de Auger e este processo encontra-se representado na Figura 2.4 [Ahmed 2007].

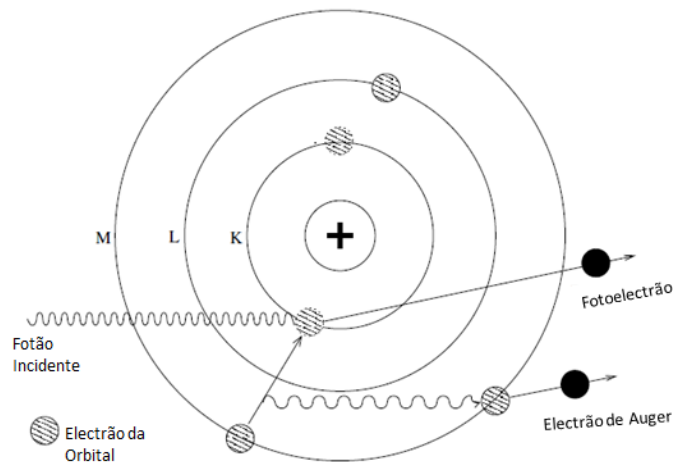


Figura 2.4: Representação esquemática do efeito fotoelétrico com emissão de um electrão de Auger. Adaptado de [Ahmed 2007].

A secção eficaz atómica do efeito fotoeléctrico para os electrões da camada K do átomo é dada pela equação 2.6 [Smith 2010].

$$\sigma_{\text{fotoeléctrico},K} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 Z^5 \alpha^4 2^{5/2} \left(\frac{m_e c^2}{h\nu_0} \right)^{7/2} \quad 2.6$$

com $\alpha = 2\pi e^2 / hc = 1/137$ a constante de estrutura fina e $h\nu_0$ a energia do fotão incidente.

2.2.1.2 Efeito de Compton

O efeito de Compton é a designação dada à dispersão inelástica de fotões, por electrões de orbitais fracamente ligados ou livres que se encontram em repouso, representada na Figura 2.5. Como se encontra fracamente ligado, o electrão pode também ser disperso como resultado desta interacção. Para electrões das orbitais atómicas, e caso a energia dos fotões incidentes seja superior à energia de ligação do electrão mais interno do átomo do alvo, o efeito de Compton é mais provável que o efeito fotoeléctrico. Quanto menor a energia do fotão, e caso a sua energia seja superior à energia de ligação do electrão, maior a probabilidade de ocorrência de absorção fotoeléctrica [Ahmed 2007, Smith 2000].

A equação 2.7 representa a relação entre o comprimento de onda dos fotões incidente e disperso, λ_0 e λ , respectivamente, e o ângulo θ entre estes dois fotões [Ahmed 2007].

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{h}{m_0 c} [1 - \cos \theta] \quad 2.7$$

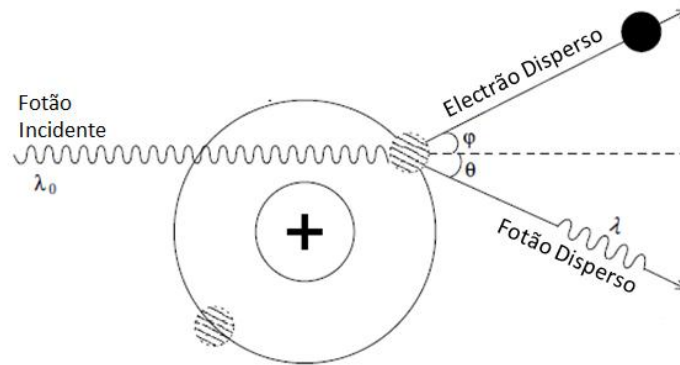


Figura 2.5: Representação esquemática do efeito de Compton. Adaptado de [Ahmed 2007].

No que diz respeito à energia dos fotões incidente e disperso, e utilizando a relação $E_\gamma = hc/\lambda$, a relação entre estas pode ser descrita pela equação 2.8 [Ahmed 2007].

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left[1 + \frac{E_{\gamma 0}}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right]^{-1} \quad 2.8$$

Assim, e tendo em conta a equação anterior, é possível afirmar que a energia do fotão disperso não depende apenas da energia do fotão incidente mas também do ângulo de dispersão. Existem três casos que é importante referir no que diz respeito a este ângulo, nomeadamente quando este toma os valores 0° , 90° e 180° [Ahmed 2007].

No primeiro caso, quando $\theta = 0^\circ$, o fotão disperso continua com a mesma direcção e energia do fotão incidente, $E_\gamma = E_\gamma^{max} = E_{\gamma 0}$, o que na prática corresponde à situação em que o fotão não interagiu com o electrão. Para $\theta = 90^\circ$, o fotão incidente afasta-se da sua direcção original num ângulo recto, após interagir com o electrão. Através da equação 2.9 é possível determinar a energia que este fotão disperso irá possuir após a interacção [Ahmed 2007].

$$E_\gamma = E_{\gamma 0} \left[1 + \frac{E_{\gamma 0}}{m_0 c^2} \right]^{-1} \quad 2.9$$

Enquanto que, a alteração relativamente ao comprimento de onda do fotão incidente pode ser determinada pela equação 2.10 [Ahmed 2007].

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_0 c} = 2,432 \text{ pm} \quad 2.10$$

Por fim, para $\theta = 180^\circ$, o fotão disperso irá ter a energia mínima possível, uma vez que o valor de $1 - \cos \theta$ é máximo para este valor de θ . Assim, neste caso tem-se uma energia para o fotão disperso que é dada pela equação 2.11 [Ahmed 2007].

$$E_\gamma^{min} = E_{\gamma 0} \left[1 + \frac{2E_{\gamma 0}}{m_0 c^2} \right]^{-1} = \frac{m_0 c^2}{2} \left[1 + \frac{m_0 c^2}{2E_{\gamma 0}} \right]^{-1} \quad 2.11$$

De modo a obter um resultado independente da energia do fotão incidente, é possível assumir que a esta é muito superior a metade da energia do electrão em repouso ($E_\gamma \gg m_0 c^2/2$), assim:

$$E_\gamma^{min} \approx \frac{m_0 c^2}{2} = 255 \text{ keV} \quad 2.12$$

O valor mínimo de energia do fotão disperso é então cerca de 255 keV [Ahmed 2007].

A secção eficaz para o efeito de Compton pode ser calculada, através da fórmula de Klein-Nishina, pela equação 2.13.

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \left[\frac{1 + \cos^2 \theta}{(1 + \alpha(1 - \cos \theta))^2} \right] \left[1 + \frac{4\alpha^2 \sin^4(\theta/2)}{(1 + \cos^2 \theta)\{1 + \alpha(1 - \cos \theta)\}} \right] \quad 2.13$$

onde $\alpha = h\nu/mc^2$, com ν e m , a frequência do fotão incidente e a massa do electrão em repouso, respectivamente [Ahmed 2007, Podgorsak 2010].

2.2.1.3 Dispersão de Thompson

A dispersão de Thompson é um processo de dispersão elástica que ocorre entre um electrão livre e um fóton de baixa energia. As secções eficazes diferencial e total electrónicas deste processo de interacção são dadas, respectivamente, pelas equações 2.14 e 2.15.

$$\frac{d\sigma_{th}}{d\Omega} = r_e^2 \sin^2 \theta \quad 2.14$$

$$\sigma_{th} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6,65 \times 10^{-29} m^2 = 0,665 b \quad 2.15$$

sendo θ o ângulo de dispersão do fóton, considerando a direcção do movimento do fóton incidente [Ahmed 2007, Podgorsak 2010].

2.2.1.4 Dispersão de Rayleigh

A dispersão de Rayleigh é um processo de interacção em que os fótons são dispersos por electrões atómicos ligados. O átomo não fica nem ionizado nem excitado e, após esta interacção, os electrões voltam ao seu estado original. A energia de recuo do átomo é muito reduzida e o fóton incidente é disperso com um ângulo θ e com uma energia muito próxima do fóton original. Os ângulos de dispersão são relativamente pequenos, pois não existe ionização ou excitação atómica. Este efeito ocorre sobretudo para fótons de baixas energias e para elevados números atómicos do material absorvedor, na região de energia onde os efeitos de ligação dos electrões diminuem a secção eficaz de Klein-Nishina da dispersão de Compton [Podgorsak 2010].

A secção eficaz atómica diferencial deste processo por unidade de ângulo sólido é dada pela equação 2.16.

$$\frac{d_a \sigma_R}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \{F(x, Z)\}^2 \quad 2.16$$

onde $\{F(x, Z)\}$ corresponde ao factor de forma do átomo absorvedor, com $x = \sin(\theta/2) / \lambda$ o parâmetro de transferência de momento, onde λ é o comprimento de onda do fóton incidente e Z o número atómico do material absorvedor. A restante parte da expressão corresponde à secção eficaz electrónica diferencial de Thompson [Podgorsak 2010].

A dispersão de Rayleigh e a dispersão de Thomson correspondem a casos bastante semelhantes de fótons de baixas energias (inferiores a 10 keV), que são absorvidos pelo átomo com o qual colidem, com consequente libertação de um novo fóton de igual energia mas diferente direcção, geralmente com pequeno ângulo de dispersão. No entanto, no caso da dispersão de Rayleigh a energia do fóton incidente é cedida ao átomo como um todo, o que não

acontece para a dispersão de Thomson, na qual essa energia é cedida a um electrão periférico [Lima 2005].

Em condições de radiologia de diagnóstico a probabilidade destes dois efeitos ocorrerem é, no caso da mamografia, de cerca de 10% [Lima 2005].

2.2.1.5 Produção de Pares

O processo de produção de pares consiste na conversão de um fóton num par electrão-positrão. Pode ser considerado o processo inverso à aniquilação electrão-positrão, uma vez que, permite a conversão de energia em massa, de acordo com a relação de Einstein de massa e energia, $E = mc^2$. No entanto, ao contrário da aniquilação electrão-positrão, a produção de pares ocorre num material, ou seja, para que este processo se verifique é necessário que exista uma outra partícula na vizinhança do fóton por forma a garantir a conservação do momento [Ahmed 2007].

Uma vez que se trata de uma conversão de energia em duas partículas que possuem uma massa discreta, um valor mínimo de energia é necessário para que seja possível esta conversão. Assim, e uma vez que positrão e electrão têm massas iguais, o fóton deverá ter uma energia equivalente a pelo menos a massa em repouso de dois electrões, ou seja [Ahmed 2007]:

$$E_{\gamma,thresh} \geq 2m_e c^2 + \frac{2m_e c^2}{m_{nuc}} \quad 2.17$$

Sendo m_e a massa do electrão ou positrão e m_{nuc} a massa do núcleo que se encontra na vizinhança do fóton. A expressão anterior pode também ser escrita como [Ahmed 2007]:

$$E_{\gamma,thresh} \geq 2m_e c^2 + \left[1 + \frac{m_e}{m_{nuc}} \right] \quad 2.18$$

E, como a massa do núcleo tem um valor muito superior à massa do electrão, é possível escrever de forma simplificada [Ahmed 2007]:

$$E_{\gamma,thresh} \geq 2m_e c^2 \quad 2.19$$

$$\Rightarrow E_{\gamma,thresh} \geq 1,022 \text{ MeV} \quad 2.20$$

A produção de pares pode também ocorrer na vizinhança de partículas mais leves, como os electrões. Neste caso, o processo é designado por produção de tripletos, uma vez que, além do par electrão-positrão formado, o electrão original é disperso. A produção de tripletos ocorre apenas para fótons de energias elevadas, superiores a 2,044 MeV [Ahmed 2007].

As energias correspondentes às interacções de fotões com o núcleo dos átomos do meio em que se encontram ocorrem a energias demasiado elevadas para o uso em diagnóstico médico. Assim, apenas as interacções dos fotões X com os electrões das orbitais são consideradas para raios X de diagnóstico, isto é, o efeito fotoeléctrico, o efeito de Compton, o efeito de Rayleigh e de Thompson [Lima 2005].

2.2.2 Secção Eficaz

Ao interagir com o meio, os fotões podem fazê-lo directamente com os átomos desse meio como um todo, com o núcleo dos átomos ou ainda com um electrão das orbitais atómicas. Estas diferentes possibilidades de interacção dependem, como já foi referido, da energia dos fotões e do número atómico do material correspondente ao meio que os fotões irão atravessar. Nem todos os fotões de um dado feixe irão interagir com o meio da mesma forma. Para saber através de que processo a maioria dos fotões do feixe vão interagir, ou seja, que processo de interacção é mais provável ocorrer é necessário ter em conta o valor da secção eficaz das várias interacções, para um determinado valor de energia dos fotões [Ahmed 2007, Podgorsak 2010, Turner 2007].

Considerando um feixe de partículas com um fluxo $\dot{\Phi}$, ou seja, número de partículas por unidade de área por unidade de tempo, incidente num alvo, sabe-se que, após a interacção, algumas das partículas do feixe irão ser dispersas. O número de partículas, por unidade de tempo, dN , que são dispersas por unidade de angulo sólido, $d\Omega$, dividido pelo valor do fluxo de partículas incidentes, $\dot{\Phi}$, define a secção eficaz diferencial (equação 2.21)[Ahmed 2007].

$$\frac{1}{\dot{\Phi}} \frac{dN}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) \quad 2.21$$

Tal como é possível observar pela equação anterior, a secção eficaz diferencial depende do valor da energia das partículas incidentes, pelo que é possível integrar esta grandeza, na variável do ângulo sólido, para obter o valor da secção eficaz diferencial total para uma dada energia, através da equação 2.22 [Ahmed 2007].

$$\sigma(E) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad 2.22$$

A secção eficaz σ tem como unidade o barn (b), sendo que $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2$, e quanto maior o valor desta grandeza, maior a probabilidade da partícula incidente interagir com o alvo [Ahmed 2007].

2.2.3 Coeficiente de Atenuação Linear

Os fótons monoenergéticos são atenuados exponencialmente na presença de um alvo uniforme. Considerando um feixe de N_0 fótons monoenergéticos, à medida que o feixe penetra no meio absorvente, alguns fótons podem ser dispersos e outros absorvidos. Se $N(x)$ representar o número de fótons que chega a uma profundidade x sem ter interagido, o número de fótons que irá interagir na distância seguinte dx é proporcional ao valor de N e de dx (equação 2.23) [Turner 2007].

$$dN = -\mu N dx \quad 2.23$$

A constante de proporcionalidade é o coeficiente de atenuação, μ , e a solução desta equação é a equação 2.24 [Turner 2007].

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad 2.24$$

O valor de $e^{-\mu x}$, ou seja, N/N_0 , é a probabilidade de um fóton incidente atravessar uma espessura x sem interagir [Turner 2007].

O coeficiente de atenuação linear, para fótons de uma dada energia, num dado material, consiste na soma das contribuições individuais dos vários processos físicos de interacção que estes podem sofrer [Turner 2007].

Este coeficiente descreve então a probabilidade de uma dada interacção ocorrer. O valor deste parâmetro depende, além do tipo de interacção considerado, das propriedades físicas do material e da energia da radiação incidente. A sua unidade é o inverso do comprimento, geralmente cm^{-1} . Ao dividir o coeficiente de atenuação pelo valor de densidade ρ do material obtém-se o coeficiente de atenuação mássico, μ/ρ , geralmente expresso em $\text{cm}^2 \text{g}^{-1}$. O coeficiente de atenuação mássico representa a probabilidade de uma interacção por g cm^{-2} de material que é atravessado pelos fótons [Turner 2007].

Este parâmetro pode ter um significado mais importante se o seu valor for expresso por electrão (no caso do efeito de Compton) ou por átomo (para o efeito fotoeléctrico ou dispersão de Rayleigh), uma vez que são estes os alvos primários do fóton incidente em cada um dos casos. Assim, e através do valor da constante de Avogadro (N_A) e da massa atómica (A) do material, é possível determinar o número de electrões e átomos por grama (equações 2.25 e 2.26, respectivamente) [Smith 2000].

$$N_A/A = \text{átomo g}^{-1} \quad 2.25$$

$$ZN_A/A = \text{electrão g}^{-1} \quad 2.26$$

O que leva à relação descrita nas equações 2.27 e 2.28.

$$\frac{\mu}{\rho} (cm^2 g^{-1}) = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{N_A} (cm^2 \text{ átomo}^{-1}) \quad 2.27$$

$$\frac{\mu}{\rho} (cm^2 g^{-1}) = \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{Z N_A} (cm^2 \text{ electrão}^{-1}) \quad 2.28$$

2.2.4 Lei do Inverso do Quadrado da Distância

A lei do inverso do quadrado da distância caracteriza as alterações na fluência (número de partículas por unidade de área) com a distância considerada. Segundo esta lei, a fluência da radiação (Φ) é inversamente proporcional ao quadrado da distância ao ponto de origem desta radiação (r), ou seja [Ahmed 2007]:

$$\Phi \propto \frac{1}{r^2} \quad 2.29$$

A natureza isotrópica de uma fonte pontual é a base desta lei, uma vez que, como uma fonte deste tipo irradia igualmente em todas as direcções, e a fluência é a medida de quantidade de radiação a passar por uma área, então deve variar de acordo com a distância à fonte. A superfície de área em redor de um ponto é dada por $4\pi r^2$, o que significa que a área varia com r^2 , pelo que é possível concluir que a fluência é proporcional a $1/r^2$ [Ahmed 2007].

No entanto, esta lei pode ser aplicada a fontes não pontuais, uma vez que, o facto de uma fonte ser considerada pontual depende da distância a que esta se encontra da fonte. Tendo em conta esta consideração, a lei do inverso do quadrado da distância pode ser aplicada à maioria das fontes. Outra questão importante relativamente à aplicação desta lei é o facto de os meios para os quais é válida não poderem apresentar elevada absorção ou dispersão da radiação, pois nestes casos a fluência iria variar de forma mais rápida do que com o valor de r^2 . Assim, esta lei é válida apenas para vácuo ou meios de pressão gasosa reduzida, tal como o ar em condições atmosféricas. No caso dos meios líquidos e sólidos, a dispersão e absorção não são desprezáveis, pelo que não se aplica [Ahmed 2007].

A lei do inverso do quadrado da distância tem elevada importância em protecção radiológica, na medida em que permite o estabelecimento de distâncias seguras relativamente às fontes de radiação [Ahmed 2007].

2.3 Grandezas e Unidades

2.3.1 Fluência

A fluência, Φ , é o quociente entre o número de partículas incidente, dN , numa esfera de área transversal da , ou seja [IAEA 2007, ICRU85 2011]:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad 2.30$$

A unidade desta grandeza é m^{-2} .

2.3.2 Fluência de Energia

A fluência de energia, representada pela letra Ψ , e cuja unidade é J/m^2 , corresponde ao quociente entre dR , a energia radiante incidente na área transversal de uma esfera, e o valor dessa área, da [IAEA 2007, ICRU85 2011]:

$$\Psi = \frac{dR}{da} \quad 2.31$$

2.3.3 Kerma

O kerma corresponde ao quociente dado pela equação 2.32.

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad 2.32$$

onde dE_{tr} é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas, libertadas pelas partículas incidentes sem carga, numa massa de material dm . A unidade desta grandeza é J/kg , sendo que o nome especial dado a esta unidade para o kerma é gray (Gy)[IAEA 2007, ICRU85 2011].

2.3.4 Débito de Kerma

O débito de kerma é determinado pelo quociente entre dK e dt , em que dK corresponde ao incremento de kerma no intervalo dt [IAEA 2007, ICRU85 2011]:

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt} \quad 2.33$$

A unidade desta grandeza é $J \cdot kg^{-1} \cdot s^{-1}$ e, caso seja utilizado o nome especial gray para o kerma, a unidade do débito de kerma é então Gy/s [IAEA 2007, ICRU85 2011].

2.3.5 Dose Absorvida

A dose absorvida, D , é dada pelo quociente entre $d\bar{\epsilon}$ e dm , onde $d\bar{\epsilon}$ é a energia média depositada, através de radiação ionizante, na matéria de massa dm (equação 2.34) [IAEA 2007, ICRU85 2011].

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad 2.34$$

A unidade desta grandeza é J/kg e o nome especial dado a esta unidade é gray (Gy).

2.3.6 Exposição

A exposição é definida pelo quociente entre dQ e dm , onde dQ representa o valor absoluto da carga total média de iões, de um dado sinal, produzidos quando todos os electrões e positrões, libertados ou criados por fotões, incidentes numa massa dm de ar seco, são completamente parados. Assim, a exposição X , é dada pela equação 2.35 [ICRU85 2011].

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad 2.35$$

As unidades de exposição são $C.kg^{-1}$.

3. Instrumentação

3.1 Ampola de Raios X

Os raios X são produzidos através do bombardeamento de eléctrodos metálicos com feixes de electrões. As características dos raios X, necessárias para os diferentes diagnósticos realizados, são obtidas, na sua maioria, através da variação da energia cinética dos electrões do feixe. A produção destes raios X dá-se no interior de uma ampola, onde é feito vácuo (com valores de pressão inferiores a 10^{-6} mmHg), e cujos principais componentes são um filamento de tungsténio e um dispositivo de focagem, que constituem o cátodo, e um ânodo, geralmente de tungsténio ou molibdénio [Lima 2005]. Na Figura 3.1 encontra-se representado o esquema de uma ampola típica de Raios-X.

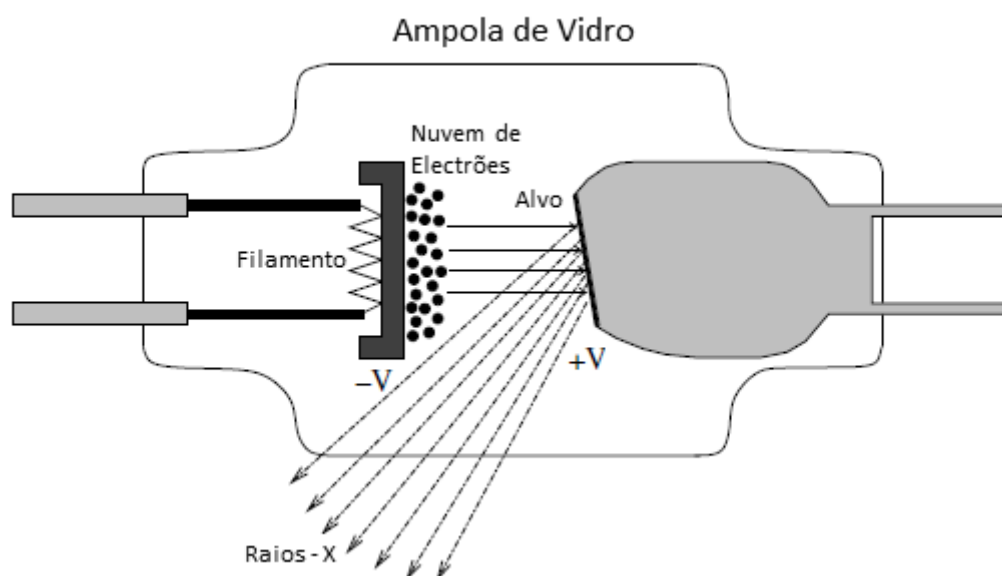


Figura 3.1: Esquema típico de uma ampola típica de raios - X. Adaptado de [Ahmed 2007].

O funcionamento da ampola baseia-se na diferença de potencial eléctrico, que é aplicada entre o filamento e o ânodo, e na corrente eléctrica que atravessa o filamento. A corrente eléctrica leva o filamento ao rubro, através de efeito Joule, permitindo assim a emissão de electrões por efeito termoiónico. Por outro lado, a diferença de potencial permite que estes electrões emitidos pelo filamento sejam acelerados no campo eléctrico existente entre este e o ânodo [Lima 2005].

A função do eléctrodo de focagem é fazer com que os electrões sejam dirigidos para uma área mínima do ânodo, idealmente pontual, designada por foco, ocorrendo nessa zona as interacções que lhes permitem ceder a sua energia cinética. Este componente envolve o filamento e é mantido ao mesmo potencial deste, assim os electrões produzidos em ambos

sofrem um processo de repulsão e são direccionados apenas no sentido do ânodo, numa área reduzida, o foco [Lima 2005].

3.1.1 Cátodo

O cátodo corresponde ao conjunto formado pelo filamento e pelo eléctrodo de focagem. O filamento é um fio fino, com cerca de 0,2 mm de diâmetro, de tungsténio, enrolado em espiral. As correntes que atravessam este componente fazem com que aqueça, atingindo temperaturas entre os 2000 e 2900 K. A utilização do tungsténio como material do filamento prende-se com o facto deste material apresentar um ponto de fusão bastante elevado (3653 K), superior às temperaturas que são atingidas no filamento, e uma densidade de corrente termoiónica emitida superior à conseguida com outros metais. O filamento pode ainda ser revestido com uma pequena camada de tório, o que apesar de diminuir o ponto de fusão, aumenta a eficiência da emissão termoiónica do filamento, bem como a resistência mecânica deste componente da ampola [Lima 2005].

Apesar de possuírem uma energia cinética reduzida quando são emitidos pelo filamento, os electrões possuem uma grande quantidade de energia potencial, resultante da diferença de potencial existente entre o ânodo e o filamento. Esta energia potencial é transformada em energia cinética à medida que os electrões se aproximam do ânodo [Lima 2005].

O foco é, tal como já foi referido, a área do ânodo onde os electrões colidem, e corresponde a uma “imagem” do filamento. É comum as ampolas de raios X apresentarem dois filamentos, o que corresponde a dois focos, ou seja, são ampolas de foco duplo [Lima 2005].

3.1.2 Ânodo

O eléctrodo positivo do circuito de alta tensão da ampola é o ânodo (ou anticátodo) e tem como função constituir o alvo para os electrões acelerados, de modo a que estes interajam e consequentemente, haja produção de raios X. Como o processo de produção de raios X é de muito baixo rendimento e, a maior parte da energia cinética dos electrões é transformada em calor, o ânodo tem de permitir a dissipação do calor produzido. Para tal, o ânodo deve possuir uma elevada capacidade calorífica, ou seja, deve ser necessária uma quantidade de calor elevada, para que a temperatura aumente num dado intervalo, comparativamente à quantidade de calor necessária para outros materiais. Assim, pretende-se que o calor absorvido eleve o menos possível a temperatura do ânodo, evitando temperaturas demasiado elevadas. Além disso, por forma a favorecer as interações com os electrões e, consequentemente, a produção de raios X, o material que compõe o ânodo deve possuir elevado número atómico. É ainda necessário que este material sofra reduzida sublimação e possua uma elevada condutibilidade

térmica. Por todos estes motivos, a construção do ânodo é a parte que apresenta mais dificuldades técnicas numa ampola de raios X [Lima 2005].

Existem dois tipos de ânodo nas ampolas de raios X de diagnóstico: os ânodos estacionários e os rotativos. Os ânodos rotativos são utilizados na maioria dos casos, uma vez que são o tipo de ânodo que permite uma maior produção de raios X, enquanto que os estacionários são utilizados em casos como a radiologia dentária ou máquinas portáteis, que exigem uma menor potência. Os ânodos estacionários são geralmente constituídos por cobre, o que permite a dissipação do calor por condução, e revestidos por outros materiais, como o tungsténio, na região do foco. No que diz respeito aos ânodos rotativos, existe uma grande variedade de opções quanto a sua composição. Os materiais utilizados para interagir com os electrões são o tungsténio, o molibdénio ou ligas de tungsténio com rénio, contudo a estrutura mais interna do ânodo pode ser constituída por materiais como o cobre, molibdénio, carbono ou tungsténio. A utilização do carbono por exemplo é vantajosa na medida em que o seu valor de calor específico é bastante superior ao do tungsténio, enquanto que a condutibilidade calorífica do tungsténio é por sua vez bastante elevada. Isto permite que o calor seja rapidamente transmitido do tungsténio para o interior do ânodo, para o carbono, onde existe um maior valor de capacidade calorífica, ou seja, onde a temperatura não irá atingir valores tão elevados [Lima 2005].

O foco real é definido como a área do ânodo, aproximadamente rectangular, que é bombardeada, não homogeneamente, pelos electrões vindos do filamento e acelerados pelo campo eléctrico entre o cátodo e o ânodo. Esta área não corresponde contudo à verdadeira fonte de raios X a estudar. É a projecção do foco num plano normal à direcção do raio central, designada por foco óptico, que corresponde à área da verdadeira fonte de raios X, tal como se pode observar pela Figura 3.2. Isto é, as dimensões da área onde os electrões embatem quando vista do espaço imagem, correspondem à área efectiva da fonte de raios X [Lima 2005].

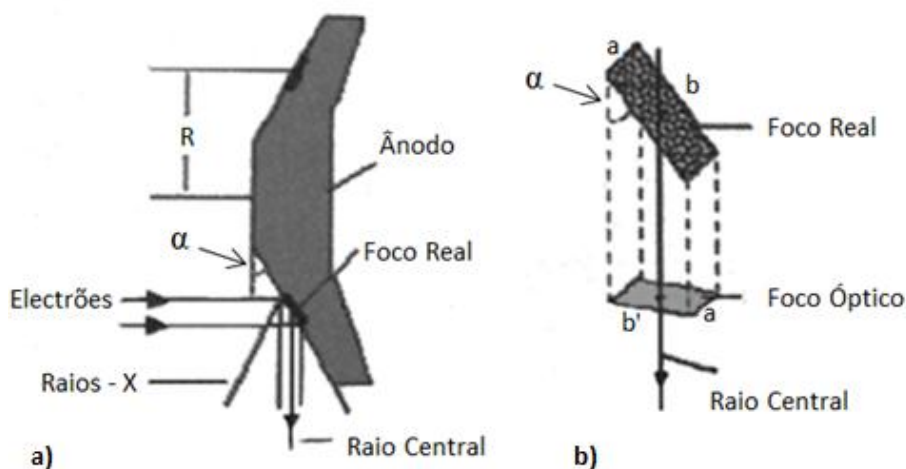


Figura 3.2: a) Diagrama dos focos real e óptico de uma ampola de raios-X. b) Perspectiva. Retirado de [Lima 2005].

Os valores das áreas focais estão relacionados com a inclinação do ânodo, dada pelo ângulo α , que varia geralmente entre 7° e 20° . Assim, para uma dada área do foco real, quanto menor a área do foco óptico, menor o valor do ângulo α . Tendo em vista a qualidade dos resultados, as dimensões do foco óptico são as mais importantes, pois é este valor que se pretende que seja tão pequeno quanto possível, para uma melhor definição da imagem. Por outro lado, quanto menor o ângulo, maior o foco real, ou seja maior a área atingida pelos electrões no ânodo. Uma maior área do foco real permite facilitar a dissipação do calor, bem como aumentar a intensidade do feixe de raios X produzido [Lima 2005].

As dimensões dos focos real e óptico dependem também da área de secção do feixe de electrões incidente, o que é determinado pelas dimensões do filamento, bem como pelo sistema de focagem [Lima 2005].

Associado à inclinação do foco real existe um efeito importante, designado por efeito anódico, que se refere à absorção dos raios X no interior do ânodo e que dá origem a uma maior intensidade no feixe de raios X no lado do ânodo [Lima 2005]. Este efeito será descrito com maior pormenor mais à frente neste capítulo.

3.2 Espectro de emissão de raios-X

Da colisão de partículas carregadas com a matéria, neste caso electrões, pode ocorrer libertação de diversas formas de energia, umas com um espectro de emissão contínuo (como a térmica, visível, raios X, etc) e outras formas de energia com um espectro discreto (luz de fluorescência e raios X). Assim, o espectro dos raios X emitidos possui duas componentes distintas, a contínua e a discreta. A parte discreta do espectro de raios-X corresponde à presença de vários picos com uma contribuição menor para a energia total emitida, pois a área correspondente à parte contínua ocupa cerca de 90% do espectro, em condições típicas de diagnóstico. O valor máximo de energia da parte contínua do espectro é entre $1/3$ a $1/2$ do valor máximo da energia dos fotões [Lima 2005].

3.2.1 Radiação de *Bremsstrahlung*

Os fotões que contribuem para a parte contínua do espectro de raios-X são emitidos devido ao efeito de *Bremsstrahlung*, já referido no capítulo anterior. A energia máxima que os fotões podem ter é o valor da energia cinética total dos electrões, e corresponde assim à transformação total da energia cinética destes em energia electromagnética. O espectro teórico de energia dos fotões de *Bremsstrahlung* é uma recta decrescente, com início num dado valor de energia. No entanto, como será explicado mais à frente neste capítulo, na prática, este espectro não se trata de uma recta, devido a questões relacionadas com absorção de fotões no ânodo e na filtração existente [Lima 2005].

3.2.2 Radiação Característica

Na parte característica do espectro, a origem dos picos que se observam está relacionada com a interacção dos electrões do feixe com os electrões das camadas mais internas dos átomos. Estas interacções têm como resultado a excitação ou ionização do átomo, sendo que no primeiro caso um electrão deste átomo passa a ocupar um nível superior de energia, enquanto que no segundo caso o electrão é ejectado do átomo. Em ambas as situações, e devido à instabilidade do átomo, um electrão de uma camada de energia mais baixa irá ocupar a lacuna deixada pela interacção e como consequência será libertado um fotão. No caso de átomos de número atómico elevado, este fotão é um fotão de raios-X e esta radiação é então característica dos átomos constituintes do ânodo. Este processo prossegue, acompanhado pela libertação de fotões de radiação característica, até que o átomo atinja o seu estado energético mínimo [Lima 2005].

Num espectro típico de raios X podem ser observadas diversas riscas características, em diferentes energias. Estas devem-se às várias possibilidades de interacção com os electrões mais próximos do núcleo, bem como a vários modos de emissão da energia recebida do electrão, factores estes que dependem do material que constitui o ânodo. Estas riscas características são riscas K, L ou M e, obviamente, só existem no espectro caso os electrões do feixe, que vão interagir com os electrões das camadas internas dos átomos, tenham energias superiores às energias características destes níveis de energia K, L e M, respectivamente [Lima 2005].

Tal como já foi referido anteriormente, a probabilidade de emissão de fotões de raios X após a interacção dos electrões do feixe com as partículas do ânodo é muito baixa, cerca de 1% numa ampola vulgar para fins clínicos. Isto deve-se ao facto de os dois processos atrás referidos para a produção de radiação X, produção de fotões de *Bremsstrahlung* e fotões de radiação característica, não serem os únicos processos de perda de energia dos electrões provenientes do cátodo. De facto, são as colisões com electrões menos ligados ao núcleo o processo dominante, e que permite a redução da energia cinética dos electrões em 99%, resultando na elevada libertação de calor já referida. A produção de raios X dá-se então exclusivamente através de interacções com o núcleo ou com os electrões das camadas K ou L, o que representa os restantes 1% na redução de energia dos electrões [Lima 2005].

Vários factores podem ter efeito no número e distribuição de energia dos raios X emitidos, nomeadamente a corrente eléctrica no filamento, a tensão entre o cátodo e o ânodo, o material do ânodo e a filtração utilizada.

3.2.3 Corrente no Filamento

Para uma dada tensão na ampola, a quantidade de raios X emitida, ou seja, a intensidade do feixe, pode ser alterada através da variação da corrente eléctrica no filamento. A intensidade do feixe depende do número de electrões que interagem com o ânodo, quanto maior a corrente no

filamento, maior o número de electrões que são emitidos, tal como se pode observar na Figura 3.3. Verifica-se uma relação de proporcionalidade directa entre o valor da intensidade da corrente e do feixe de raios X emitido [Lima 2005].

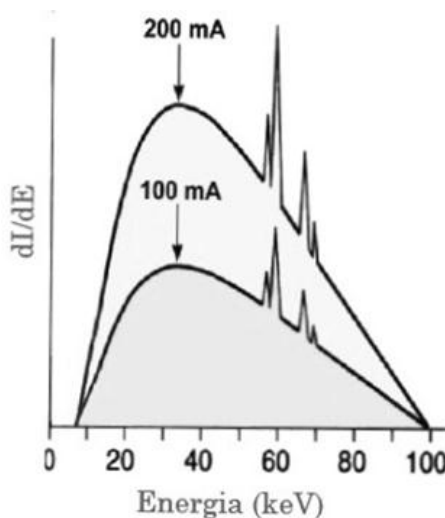


Figura 3.3: Curvas da intensidade do feixe por unidade de energia dos fotões, dI/dE , em função da energia dos fotões, E , para correntes no filamento de 100 e 200 mA e tensão constante na ampola. Adaptado de [Lima 2005].

Assim, é possível afirmar que a área delimitada pelos espectros, ou seja, a energia total emitida, é proporcional às correntes eléctricas no filamento, utilizadas para obter cada um dos espectros [Lima 2005].

3.2.4 Tensão na Ampola

Ao aumentar a tensão aceleradora, ocorre um aumento na quantidade de electrões emitidos, bem como na sua velocidade terminal. Para um mesmo valor de corrente no filamento, a energia total irradiada por uma ampola varia com o quadrado da tensão. Assim, neste caso, a área sob as curvas espectrais varia proporcionalmente com o valor do quadrado da tensão entre o cátodo e o ânodo. É possível então concluir que a energia total dos raios X emitidos é mais dependente do valor da tensão na ampola do que da corrente no filamento [Lima 2005]. Também a parte característica do espectro é afectada pelo valor da tensão anódica, os picos característicos apresentam uma maior intensidade para um valor superior de tensão na ampola. Em alguns casos, o espectro pode mesmo não apresentar a parte característica para valores inferiores a uma determinada tensão anódica, tal como se pode observar na Figura 3.4.

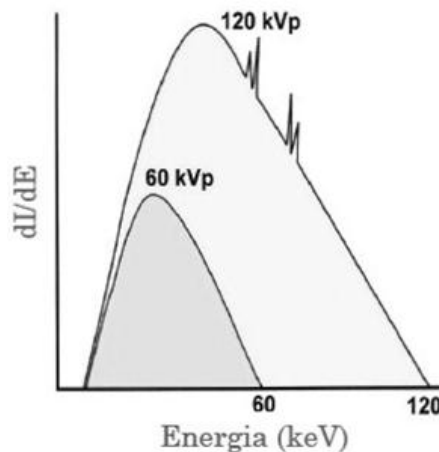


Figura 3.4: Curvas da intensidade do feixe por unidade de energia dos fótons, dI/dE , em função da energia dos fótons, E , para tensões na ampola de 120 e 60 kV e para uma corrente no filamento constante. Adaptado de [Lima 2005].

3.2.5 Filtração

A filtração total a que um feixe de fótons está sujeito numa ampola de raios X corresponde à soma de dois tipos de filtração: a filtração inerente e a filtração adicional.

3.2.5.1 Filtração Inerente

A filtração inerente corresponde à filtração devida aos componentes da própria ampola, como o vidro do tubo, o óleo do sistema de arrefecimento que se encontra no percurso do feixe e a espessura e constituição da janela da ampola (zona da ampola através da qual os raios X saem da ampola para o exterior) [Lima 2005].

3.2.5.2 Filtração Adicional

Quanto à componente adicional da filtração, esta corresponde a placas de metal (normalmente materiais como o alumínio ou o molibdénio) que são colocadas à saída da ampola, no percurso do feixe, antes da colimação. Este tipo de filtração tem como objectivo remover os fótons de baixas energias do feixe, uma vez que estes não apresentam interesse para o diagnóstico médico, reduzindo assim também a dose a que o paciente está sujeito [Lima 2005].

A filtração de um feixe de raios X altera a forma do seu espectro, na medida em que aumenta a importância relativa das energias mais elevadas, ou seja, endurece o feixe. Assim, através da utilização de filtros é possível aumentar o valor médio da energia do feixe de raios-X [Lima 2005].



Figura 3.5: Intensidade por unidade de energia dos fótons em função da energia destes. E_m representa a energia máxima dos fótons do feixe de radiação. Curva 1: Espectro de Raios-X no ânodo sem nenhum tipo de filtração. Curva 2: Espectro à superfície do ânodo. Curva 3: Espectro à saída do tubo sem filtração adicional. Curva 4: Espectro com filtração adicional. Curva 5: Espectro emergente do paciente. Adaptado de [Lima 2005].

Na Figura 3.5 é visível a forma do espectro de Raios-X após a filtração pelas diversas estruturas que o feixe de radiação atravessa.

3.2.6 Material do Ânodo

Relativamente ao material utilizado para o ânodo, é possível afirmar que a energia total emitida pelo feixe de fótons aumenta com o número atômico, Z , dos átomos do ânodo, mantendo a corrente no filamento e a tensão na ampola constantes [Lima 2005]. Na Figura 3.6 estão representados os espectros de emissão de ânodos de molibdénio ($Z = 42$) e tungsténio ($Z = 74$), sendo que é visível o efeito do número atômico Z . O elemento com maior número atômico, tungsténio, apresenta um valor superior de energia total.

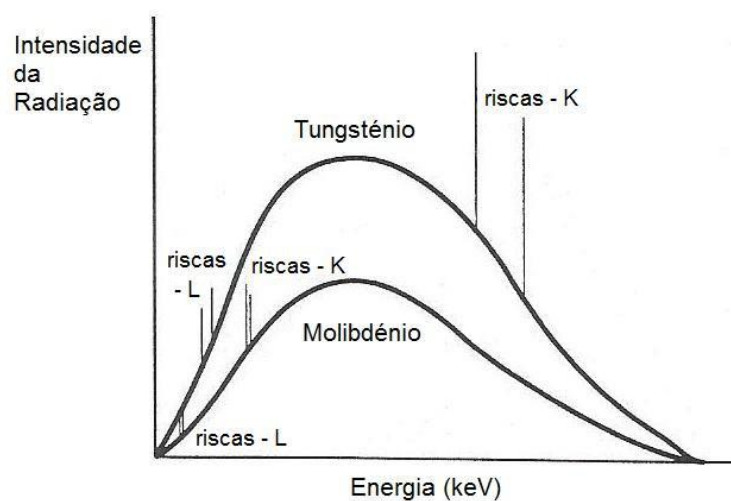


Figura 3.6: Espectros de emissão de ampolas de Raios-X com ânodos de diferentes materiais. Adaptado de [Lima 2005].

3.2.6.1 Mamografia

Na grande maioria dos meios de diagnóstico médico, apenas a parte contínua do espectro tem interesse. No entanto, isto não se verifica no caso da mamografia, que utiliza sobretudo raios X característicos [Lima 2005].

Este tipo de exame de diagnóstico médico tem como objectivo visualizar uma espessura não muito grande de tecido mole, com o máximo contraste possível. Assim, são utilizadas energias mais baixas do que as energias utilizadas em outros exames de diagnóstico, de modo a aumentar a probabilidade de ocorrência de efeito fotoelétrico nos tecidos moles. Na Figura 3.7 é possível observar que o efeito fotoelétrico é mais provável do que o efeito de Compton para energias mais baixas. Por outro lado, quanto menores as energias utilizadas, menor a penetração dos fótons no tecido e consequentemente, maior a dose absorvida pelo paciente. Deste modo, tem de haver um compromisso entre a qualidade da imagem obtida e a dose a que o paciente é sujeito [Lima 2005].

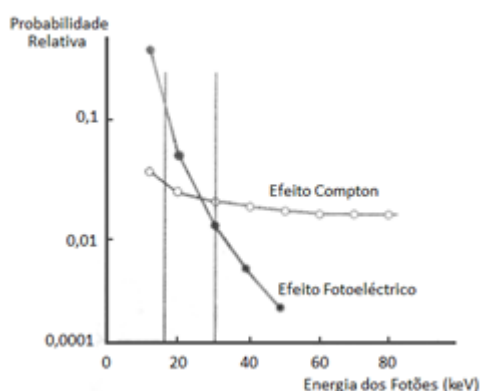


Figura 3.7: Probabilidade relativa de ocorrência dos efeitos fotoelétrico e de Compton em tecido mole em função das energias dos fótons. Retirado de [Lima 2005].

Por forma a utilizar baixas energias sem doses elevadas, são utilizados ânodos de materiais com riscas do espectro característico próximas dos 20 keV. Assim, em mamografia são utilizados materiais como o molibdénio ou o ródio, sendo que este último é um material com um custo mais elevado e mais difícil de trabalhar. As riscas características K destes materiais podem ser obtidas com uma parte contínua do espectro bastante reduzida, através da utilização de filtros e tensões apropriadas, reduzindo assim consideravelmente as doses neste exame de diagnóstico [Lima 2005]. As riscas características são mais proeminentes para materiais como o molibdénio e ródio, do que para outros materiais [DeWerd 2002].

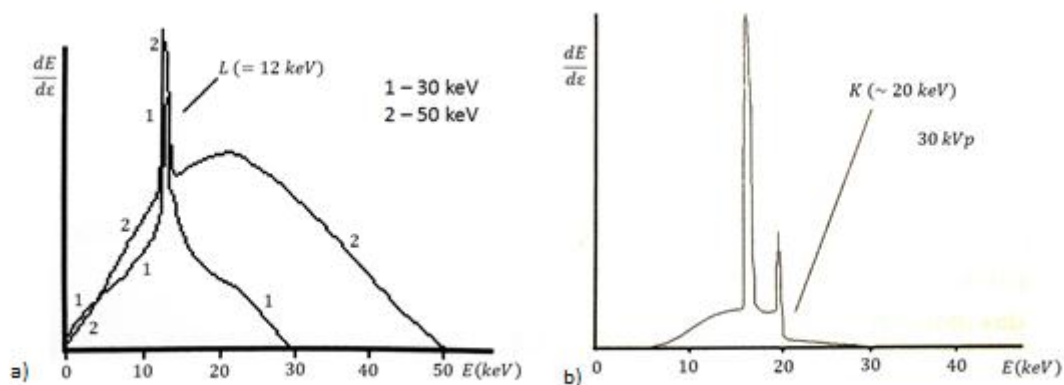


Figura 3.8: a) Espectro de energia dos raios-X com ânodo de W para as tensões anódicas de 30 e 50 keV (filtração de 0,5 mm de Al). b) Espectro de energia de raios-X com ânodo de Mo para tensão anódica de 30 keV (filtração de 20 μm de Mo). Retirado de [Lima 2005].

Nos espectros da Figura 3.8 é possível observar que a energia total emitida por um ânodo de tungsténio com filtro de alumínio é bastante superior à energia total emitida pelo ânodo de molibdénio com filtro de molibdénio. Além disso, grande parte da energia emitida pelo ânodo de tungsténio não vai ser útil para a obtenção de uma boa imagem em mamografia, uma vez que, as energias abaixo dos 15 keV são em grande parte absorvidas no tecido e as energias acima de 25 keV dão origem a uma contribuição de radiação dispersa, devido à maior probabilidade de ocorrência de efeito de Compton. Assim, o pico L do tungsténio, de energia igual a 12 keV não tem interesse para a mamografia. Além disso, estas energias têm não só uma maior contribuição para a dose absorvida pelo paciente, mas também uma menor participação no que diz respeito ao efeito fotoeléctrico. [Lima 2005].

Uma diminuição da contribuição das baixas energias pode ser obtida através da utilização de filtros do mesmo material do ânodo, aproveitando assim a descontinuidade K do coeficiente de atenuação, tal como demonstrado na Figura 3.9. O molibdénio tem número atómico $Z = 42$ e são principalmente as suas riscas K, com energias $K_{\alpha} = 17,4$ keV e $K_{\beta} = 19,6$ keV, que são utilizadas no caso da mamografia. Devido ao seu baixo número atómico, a contribuição do espectro contínuo do molibdénio para energias superiores e inferiores a 20 keV é bastante reduzida. A utilização de um filtro também de molibdénio permite diminuir ainda mais estas contribuições do espectro contínuo, como se pode ver na Figura 3.9 [Lima 2005].

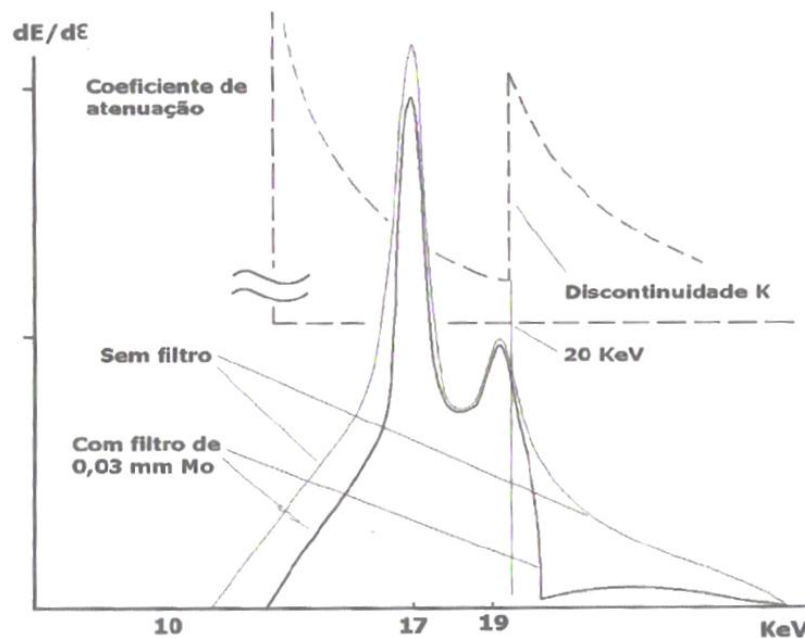


Figura 3.9: Efeito da descontinuidade K através de um filtro de 0,03 mm de Mo no espectro de energia dos raios-X com ânodo em Mo para tensões anódicas de 30 keV. Retirado de [Lima 2005].

O melhor contraste nas imagens de mamografia é obtido com a combinação Mo/Mo, ou seja, ânodo de molibdénio com filtro de molibdénio. Apesar disso, a visualização do tecido glandular, músculo peitoral e tecido subcutâneo é excelente com ânodos de ródio, pelo que estes apresentam uma dosimetria mais favorável para peitos espessos. A combinação de Mo/Mo é no entanto necessária para peitos mais finos, uma vez que para seios de menor espessura, a combinação Rh/Rh (ânodo e filtro de ródio) apresenta resultados menos satisfatórios para valores de dose semelhantes [Lima 2005]. A Figura 3.10 apresenta a sobreposição dos espectros obtidos com estes dois materiais, o ródio e o molibdénio.

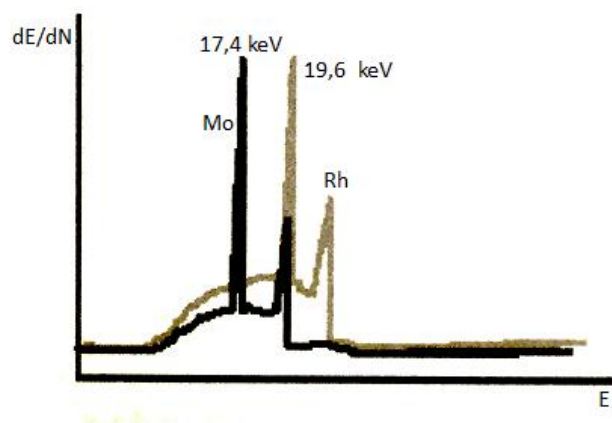


Figura 3.10: Sobreposição dos espectros de Mo/Mo e Rh/Rh. Retirado de [Lima 2005].

3.2.7 Homogeneidade do Campo

A homogeneidade do campo de radiação pode ser afectada por diversos factores, que serão explorados em seguida.

3.2.7.1 Distribuição Angular dos Fótons

A emissão de fótons de raios X não ocorre de forma isotrópica. Esta emissão apresenta uma distribuição angular que é função da energia dos electrões. Para baixas energias (≈ 5 keV) os fótons são emitidos, na sua maioria, numa direcção próxima da normal à direcção de incidência do feixe de electrões. A emissão nesta direcção permite justificar a posição da janela das ampolas de raios X, de modo a que assim seja permitida a passagem dos fótons para o exterior. Com o aumento de energia, a direcção e sentido desta emissão tende a aproximar-se da direcção e sentido dos electrões incidentes, tal como pode ser observado na Figura 3.11 [Lima 2005].

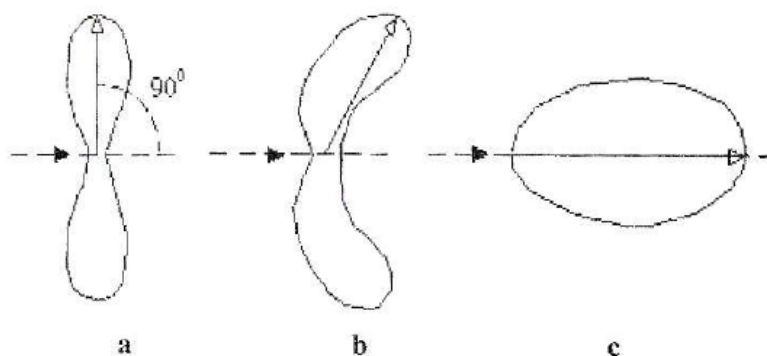


Figura 3.11: Distribuição angular dos raios-X em função da energia dos electrões: (a) baixa energia, (b) média energia e (c) alta energia. Retirado de [Lima 2005].

Através dos valores tabelados por Lynn Kissel *et al.* foi possível obter informação mais precisa sobre os valores de intensidade de emissão de fótons de *Bremsstrahlung*, para vários valores de energia dos electrões incidentes e para um ânodo de molibdénio. Estes valores são baseados no cálculo da distribuição angular dos fótons, para vários valores de energia dos electrões, T_1 , e para vários valores de fracção de energia do fóton emitido, k/T_1 [Kissel 1983].

O gráfico da Figura 3.12 representa os valores relativos de intensidade de emissão de fótons para cada ângulo, sendo este ângulo definido entre a direcção de emissão do fóton e a direcção do feixe de electrões incidente.

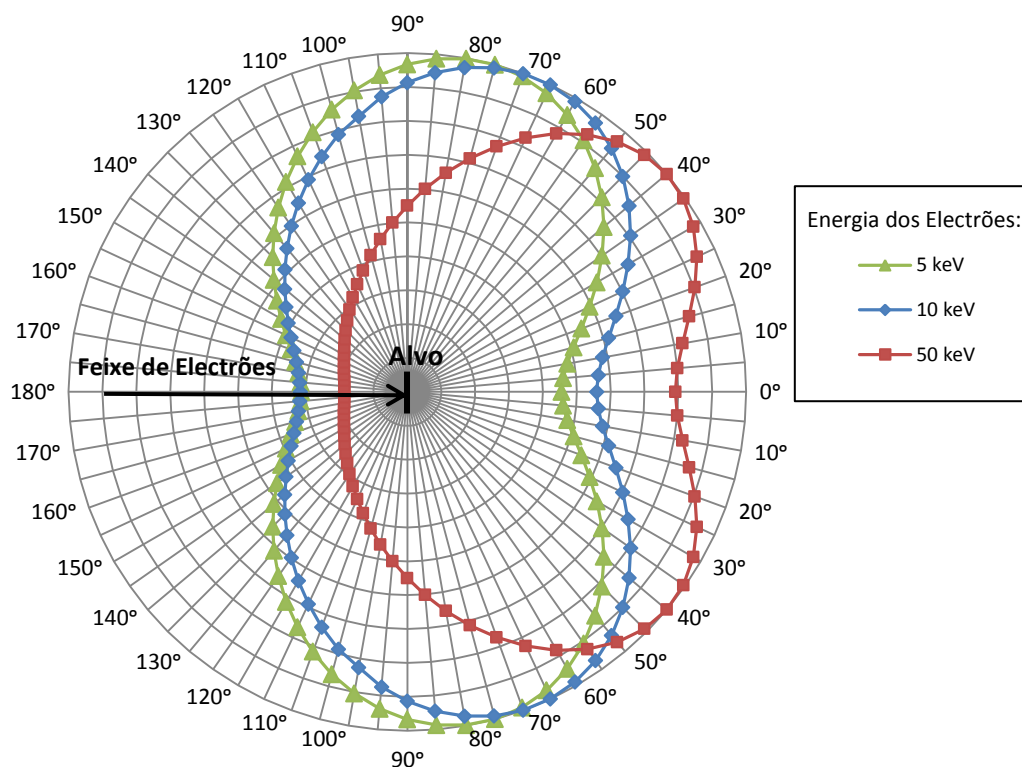


Figura 3.12: Representação da intensidade de emissão de fótons de Bremsstrahlung para cada ângulo, para energias dos electrões incidentes de 5, 10 e 50 keV.

Como é possível verificar através deste gráfico, um feixe de electrões com 5 keV de energia permite a emissão de fótons na sua maioria para ângulos próximos de 75°. Quando a energia do feixe de fótons aumenta para 10 keV este valor do ângulo é ligeiramente inferior, 70°. Para uma energia bastante superior a estas, 50 keV, é possível observar que o ângulo para o qual são emitidos mais fótons diminui bastante, a maioria dos fótons são então emitidos para valores próximos de 40°. Estes dados confirmam o que foi referido anteriormente, ou seja, à medida que a energia dos electrões aumenta, a direcção de emissão dos fótons aproxima-se da direcção de incidência do feixe de electrões.

3.2.7.2 Efeito Anódico

A distribuição angular relativa à emissão dos fótons não é o único factor que influencia a intensidade, segundo as várias direcções, dos raios X emergentes da ampola. Também a inclinação do ânodo afecta fortemente a variação de intensidade ao longo do feixe de radiação.

As interacções dos electrões acelerados com os átomos ocorrem a diferentes profundidades, cujo valor máximo é o valor do alcance dos electrões. Isto acontece pois, tal como referido no capítulo 2, os electrões, devido ao seu campo eléctrico, interagem à medida que vão penetrando na matéria, perdendo pequenas quantidades de energia em cada uma destas interacções. Assim, até que toda a sua energia cinética seja transferida, participam num elevado número de interacções [Podgorsak 2010]. Quer o material do ânodo seja tungsténio, quer seja molibdénio,

os valores máximos de profundidade a que as interações ocorrem são da ordem dos micrómetros. Os fótons que são produzidos a diferentes profundidades têm então de atravessar diferentes percursos dentro do ânodo, consoante a sua direcção de emissão, tal como se observa na Figura 3.13 [Lima 2005].

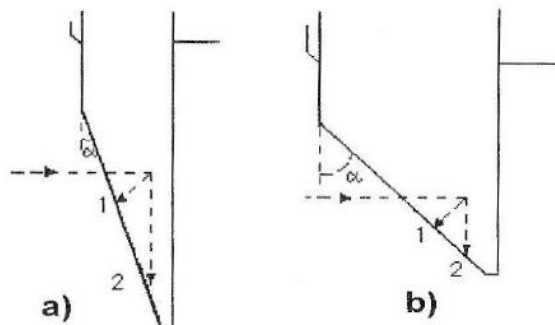


Figura 3.13: Representação esquemática do efeito anódico: a) ânodo com inclinação elevada; b) ânodo com inclinação reduzida. Retirado de [Lima 2005].

Para um valor do ângulo α pequeno, o efeito de absorção pelo ânodo, designado por efeito anódico, predomina sobre a distribuição angular da intensidade. Deste modo, espera-se uma redução da intensidade para as direcções de emissão mais próximas do lado do ânodo, ou seja, para os casos em que os fótons percorrem um maior percurso dentro do material do ânodo. Por outro lado, se α tiver um valor elevado, os percursos dos fótons no ânodo são menores e mais constantes, tal como se pode observar pelo esquema da Figura 3.13, não se revelando o efeito anódico mais importante que o factor da distribuição angular.

Como consequência do efeito anódico, há um aumento da energia média dos fótons do feixe, ou endurecimento, devido à absorção dos fótons de baixa energia, o resultado desta filtragem pelo ânodo. Assim, a energia média dos fótons em 2, na Figura 3.13 a), é superior à energia média dos fótons em 1. Em suma, para ânodos com elevadas inclinações, quanto mais próximo do lado correspondente ao ânodo, maior a energia média dos fótons e menor a intensidade do feixe de radiação [Lima 2005].

Dado o interesse em aumentar a área do foco real, é usual a existência de ângulos pequenos nas ampolas, pelo que esta é uma situação comum [Lima 2005]. No caso específico de uma ampola de raios X típica para mamografia, a inclinação do ânodo e a inclinação da própria ampola têm normalmente um valor combinado de cerca de 22° [Pawluczyk 2001]. Neste trabalho foi utilizado um Mamógrafo *GE Senographe 600T* com uma ampola de modelo Z.1B2B1.4A51 e tipo 2240772, com ânodo de molibdénio. Este Mamógrafo apresenta a ampola posicionada com uma inclinação de $20,5^\circ$, pelo que o ângulo do ânodo no interior da ampola será bastante reduzido, com consequente favorecimento do efeito anódico no feixe de radiação.

Existem algumas implicações práticas decorrentes da presença deste efeito, tal como o facto de ser necessário colocar do lado do ânodo a parte anatómica menos espessa, consoante o exame

médico que se pretende realizar. Deste modo, e tendo em conta as diferentes espessuras das estruturas anatómicas, é possível produzir densidades ópticas uniformes no filme radiológico. Assim, o efeito anódico pode ser considerado uma vantagem para alguns casos, como por exemplo para a mamografia [Lima 2005]. As ampolas de raios X nos mamógrafos são então posicionadas de modo a que o foco fique colocado muito próximo da caixa torácica, a zona de maior espessura [Pawluczyk 2001].

O efeito anódico é não só favorecido pelo ângulo reduzido do ânodo, mas também por distâncias mais reduzidas entre o foco e o plano do filme radiográfico. Ambas as condições são geralmente utilizadas para a prática corrente do diagnóstico através da mamografia [Terry 1998].

3.2.7.3 Efeito da Inclinação do Trajecto

Além da distribuição angular dos fotões e do efeito anódico, há ainda a considerar mais dois factores no que diz respeito à não homogeneidade do feixe de radiação. Um desses factores está relacionado com a lei do inverso do quadrado da distância, já referida anteriormente, e o segundo diz respeito ao efeito da inclinação do trajecto, designado em inglês por *path obliquity effect*. Este último efeito deve-se ao facto de o caminho percorrido pelos raios X directamente debaixo do foco da ampola ser diferente do caminho percorrido por outros raios X que são emitidos em direcções diferentes [Pawluczyk 2001].

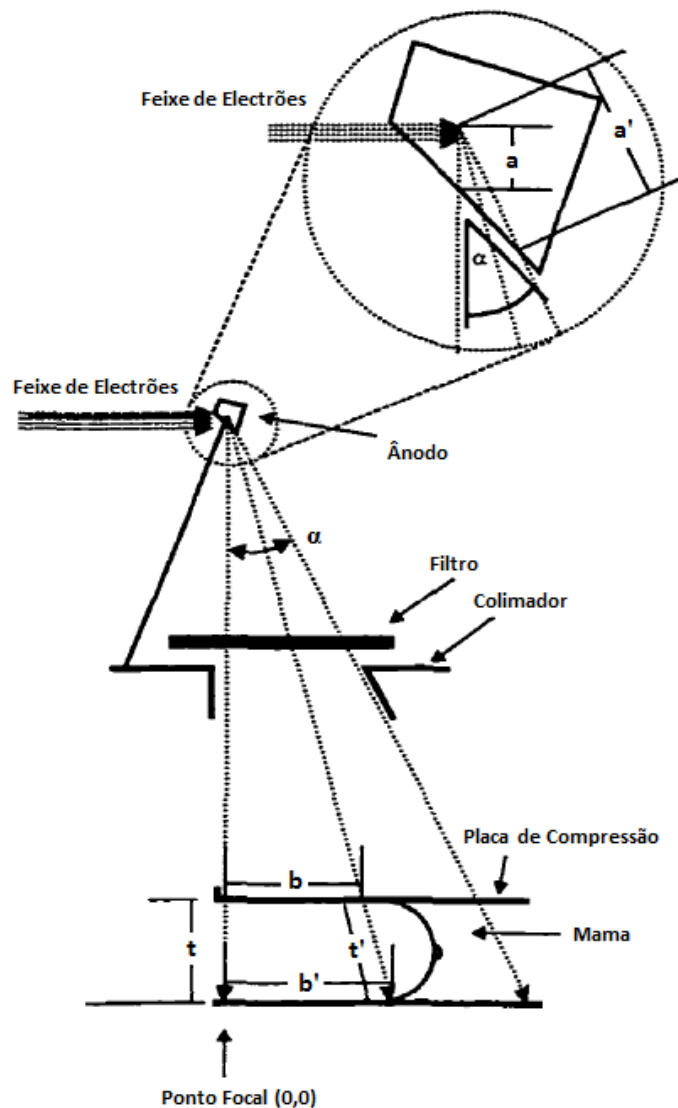


Figura 3.14: Esquema típico de um sistema de mamografia. Encontram-se representados o efeito anódico (a vs. a'), o path obliquity effect (t vs. t') e a lei do inverso do quadrado (b vs. b'). Adaptado de [Pawluczyk 2001].

É possível observar na Figura 3.14 que o raio X que se encontra directamente por baixo do foco percorre um percurso, t , dentro da estrutura anatómica inferior ao percurso t' dos raios X que passam com uma outra direcção. Este efeito ocorre também em todas as outras estruturas no caminho do feixe de radiação, tal como o filtro, a janela da ampola, ou outros componentes do sistema de mamografia. Assim, em todos estes objectos a atenuação do feixe não é uniforme, o que leva a que haja uma maior atenuação dos raios X à medida que estes se encontram mais afastados do plano perpendicular ao foco [Pawluczyk 2001].

Uma vez que os fotões de menor energia são mais atenuados, tanto este efeito como o efeito anódico contribuem para um maior endurecimento do feixe à medida que a distância ao foco aumenta [Pawluczyk 2001].

Considerando um dado plano perpendicular ao feixe de radiação, existirão nesse plano valores diferentes de fluência de fótons, que diminuem à medida que aumenta a distância ao raio normal ao foco [Pawluczyk 2001]. Esta diminuição tem por base a lei do inverso do quadrado da distância, já referida anteriormente no capítulo 2, segundo a qual a fluência é inversamente proporcional ao valor do quadrado da distância à fonte.

Por fim, é possível ainda observar na Figura 3.14 a diferença entre os percursos percorridos pelos fótons no ânodo (a e a'), consoante o ângulo segundo o qual são emitidos (efeito anódico). É também visível o facto desta diferença de valores no percurso dos fótons ser dependente do ângulo α do ânodo [Pawluczyk 2001].

A combinação de todos os efeitos já descritos resulta numa variação da intensidade e energia do espectro de raios X ao longo do plano da imagem. A contribuição de cada um dos efeitos pode ser observada na Figura 3.15. Os resultados expressos na Figura 3.15 foram obtidos por Pawluczyk através da conversão de imagens digitalizadas em resultados de logaritmo da exposição relativa do filme radiográfico. Estas imagens foram obtidas para simulação de uma espessura de tecido de 4 cm, com um espectro de 28 kVp, com ânodo e filtração de Molibdénio. Representam a exposição relativa do filme, sem a presença dos efeitos referidos, e com a presença de cada um individualmente, por forma a ser possível comparar a sua importância relativa [Pawluczyk 2001].

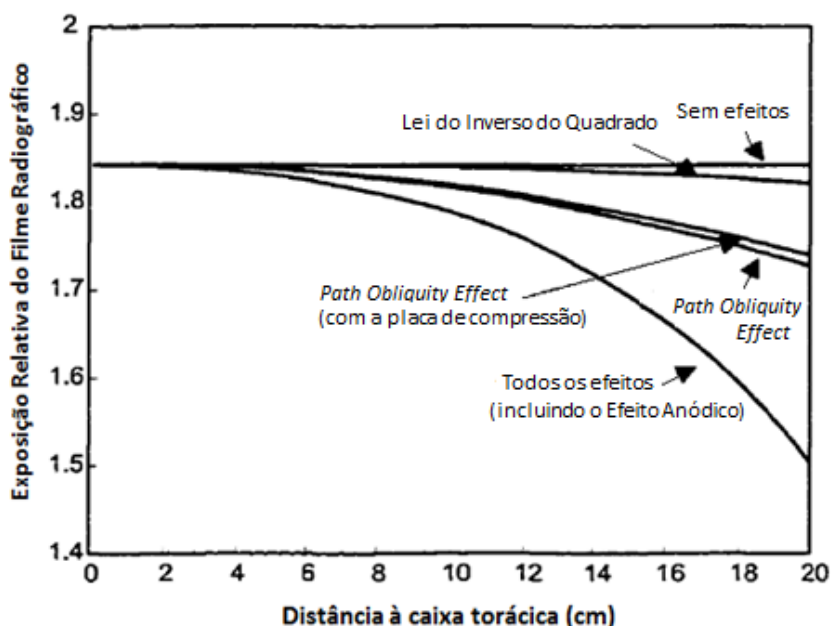


Figura 3.15: Importância relativa dos três efeitos responsáveis pela não homogeneidade do feixe de radiação: Efeito Anódico, Lei do Inverso do Quadrado e *Path Obliquity Effect*. Adaptado de [Pawluczyk 2001].

De todos os efeitos, o que apresenta uma maior contribuição para esta situação é o efeito anódico, enquanto que a lei do inverso do quadrado da distância é o que menos contribui para não homogeneidade do feixe de radiação.

3.2.7.4 Perfil do Campo de Radiação

Tendo em consideração os três efeitos referidos anteriormente, bem como a distribuição angular, representada no gráfico da Figura 3.12, foram efectuados cálculos com o objectivo de obter um perfil de campo de radiação, ou seja, a variação de intensidade do campo de radiação ao longo do eixo cátodo-ânodo. Este perfil seria então uma primeira estimativa do que se viria a obter experimentalmente, tendo em conta estes factores que contribuem para a não homogeneidade e, ainda, as características geométricas do sistema utilizado para este trabalho experimental.

Como já foi referido anteriormente, o ângulo do ânodo da ampola utilizada neste trabalho experimental tem um valor bastante reduzido. Uma vez que não era conhecido o valor exacto do ângulo e que não foi possível obter informação relativamente a essa característica da ampola, foi considerado para estes cálculos um ângulo de 5° . As medições com a câmara de ionização seriam realizadas a uma distância do foco da ampola de 57,6 cm e, a ampola encontrava-se inclinada, sendo que esta inclinação corresponde a um ângulo de $20,5^\circ$. O esquema da Figura 3.16 representa o sistema utilizado experimentalmente e que foi considerado para os cálculos efectuados.

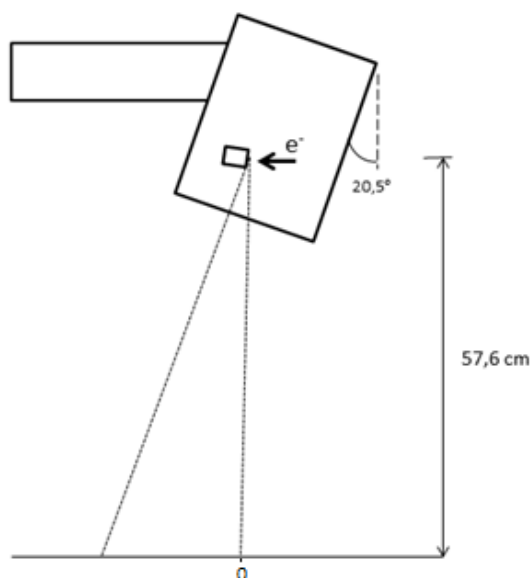


Figura 3.16: Representação esquemática do sistema utilizado experimentalmente.

Através deste esquema é possível observar as diferentes distâncias percorridas no ar pelo feixe de radiação, representado a tracejado, entre o foco da ampola, onde são emitidos os fotões, e o plano que se encontra a 57,6 cm deste.

A Figura 3.17 representa o mesmo esquema da figura anterior, mas considerando apenas o ânodo da ampola e o feixe de electrões incidente, de modo a que seja visível a diferença entre as distâncias percorridas pelos fotões dentro do ânodo, consoante a sua direcção de emissão.

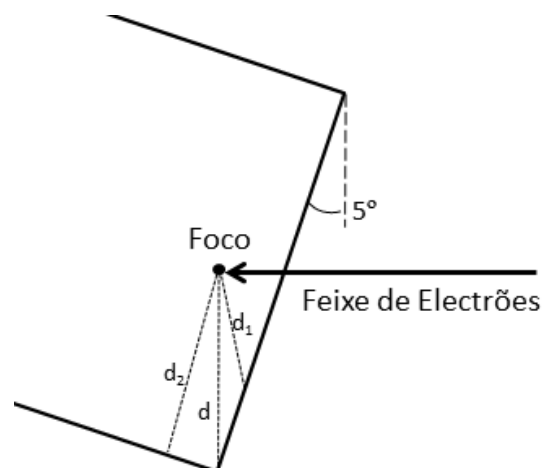


Figura 3.17: Representação esquemática do ânodo da ampola, feixe de electrões incidente e diferentes percursos percorridos pelos fótons emitidos.

Tal como é possível observar pela Figura 3.17, e também como já tinha sido referido anteriormente, a distância d percorrida no material do ânodo pelos fótons emitidos segundo um ângulo de 90° relativamente ao feixe de electrões, é bastante superior à distância d_1 , que corresponde aos fótons emitidos com ângulos superiores a 90° . Por outro lado, a distância d_2 é superior a d_1 e d , e é a distância percorrida pelos fótons que são emitidos para ângulos inferiores.

Assim, para efectuar os cálculos, foi considerado um conjunto de pontos situados ao longo do plano perpendicular, representado na Figura 3.16, situado a 57,6 cm do foco e uma energia para os electrões do feixe de 10 keV, por forma a ser possível utilizar a informação disponível relativamente à distribuição angular dos fótons emitidos. Uma vez que em mamografia se utilizam valores entre os 25 keV e os 35 keV e, tal como indicado no gráfico da Figura 3.12, a informação disponível sobre a distribuição angular corresponde a energias de 5, 10 e 50 keV, foi então escolhido o valor de 10 keV.

Para cada ponto no plano foi calculada a distância que o fóton percorreria dentro do ânodo, na janela de berílio da ampola e também a distância percorrida no ar até ao plano onde se encontra o detector.

Considerando o alcance dos electrões de uma determinada energia no ânodo, é possível obter informação relativamente ao coeficiente de atenuação dos fótons no material do ânodo, molibdénio, e também no berílio, material que constitui a janela da ampola.

Os fótons são emitidos ao longo da distância que os electrões percorrem, e não apenas para o valor máximo desta, ou seja, o seu alcance, tal como já foi referido anteriormente. Considerou-se, para efeito dos cálculos, a divisão do valor do alcance dos electrões de 10 keV em três partes, e considerou-se que em cada uma das distâncias máximas de cada uma das partes do percurso seriam emitidos fótons. Como a importância relativa à emissão dos fótons depende linearmente da energia dos electrões, em cada um destes três pontos seria diferente, existindo uma maior emissão de fótons no início do percurso dos electrões do que no final, no alcance.

Deste modo, foi feita uma média ponderada, pelos factores 3, 2 e 1, para os resultados obtidos com os fótons emitidos na primeira parte do alcance, para os emitidos na segunda parte deste percurso e para os fótons emitidos no alcance máximo dos electrões, respectivamente.

Para cada uma destas três distâncias foi calculada a energia perdida pelos electrões e a energia final após percorrerem cada terço do alcance, permitindo assim determinar o valor do coeficiente de atenuação dos fótons emitidos em cada um destes pontos, admitindo que a energia dos fótons tinha o mesmo valor da energia dos electrões. No entanto, para o caso dos electrões de 10 keV, a energia perdida até atingirem o seu alcance é muito reduzida, pelo que o valor do coeficiente de atenuação dos fótons tem uma variação muito reduzida, quer estes sejam emitidos quando os electrões atingem a distância correspondente ao seu alcance, quer seja antes disso.

Assim, para um electrão de 10 keV, o coeficiente de atenuação do fóton, emitido quando este electrão interage com o ânodo de molibdénio, é de $8,576 \times 10 \text{ cm}^2/g$. Enquanto que o coeficiente de atenuação destes fótons no berílio é de $6,466 \times 10^{-1} \text{ cm}^2/g$ [NIST 2012].

A intensidade do feixe de radiação após um material absorvedor, $I(x)$, é dada pela equação 2.24.

É então possível determinar a fracção de fótons transmitidos, N/N_0 , após percorrer as diferentes distâncias no ânodo de molibdénio.

Após o molibdénio, os fótons irão passar pela janela de berílio de 0,8 mm de espessura. Tal como no caso do ânodo, as distâncias percorridas pelos fótons serão diferentes. Os fótons emitidos perpendicularmente ao foco percorrem 0,8 mm de berílio, enquanto que os fótons emitidos com ângulos diferentes percorrem distâncias superiores. Utilizando a mesma expressão 2.24, é possível determinar a atenuação ocorrida na janela de berílio e qual a fracção de fótons que é transmitida.

Aos valores obtidos anteriormente é ainda multiplicado o valor da probabilidade de emissão destes fótons para cada ângulo considerado, ou seja, a informação contida no gráfico da figura 3.12 para o valor de energia de 10 keV.

Por fim, foi considerado o efeito correspondente à lei do inverso do quadrado da distância, que ocorre na zona do feixe correspondente a cada um destes pontos considerados, uma vez que a distância percorrida no ar é diferente para cada um deles. A atenuação dos fótons no ar não foi considerada, uma vez que o seu efeito seria bastante reduzido. O resultado final obtido através destes cálculos encontra-se representado na Figura 3.18.

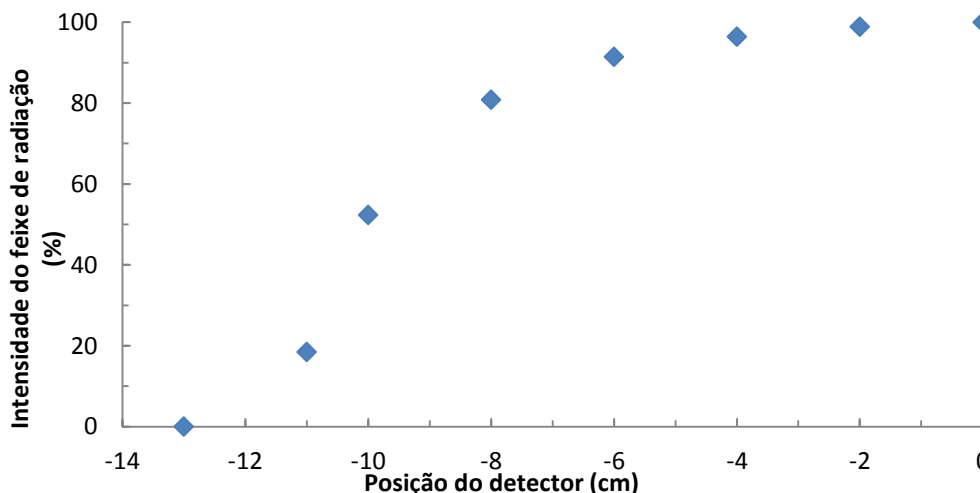


Figura 3.18: Gráfico correspondente aos cálculos efectuados para a obtenção do perfil do campo de radiação esperado no eixo cátodo-ânodo. O ponto zero corresponde ao indicado no plano do esquema da Figura 3.16.

O gráfico obtido encontra-se de acordo com o que foi referido anteriormente para ânodos com ângulos reduzidos. Existe uma redução da intensidade do feixe de radiação no lado correspondente à posição do ânodo, ou seja, para o caso dos ânodos com inclinações acentuadas, o efeito anódico predomina relativamente à distribuição angular. Como se trata da geometria existente no sistema utilizado neste trabalho, o perfil do campo obtido experimentalmente no eixo do cátodo-ânodo deverá ser relativamente semelhante a este, apesar de se terem considerado algumas aproximações e de estes cálculos terem sido realizados para uma energia dos electrões de 10 keV, enquanto os resultados experimentais serão obtidos para energias entre os 25 e os 35 keV, os valores utilizados para o diagnóstico em mamografia.

3.3 Detectores de Radiação Gasosos

Este tipo de detectores de radiação ionizante é constituído por dois eléctrodos, entre os quais se estabelece uma diferença de potencial constante, que pode variar entre 100 V e alguns milhares de volt, dependendo do detector e do seu modo de operação. Entre estes dois eléctrodos existe um gás com o qual o feixe de radiação irá interagir, ocorrendo ionização das partículas do gás, o que origina pares de iões (iões positivos e electrões) [Ahmed 2007].

A energia necessária para criar um par electrão-ião num gás é um valor extremamente importante no que diz respeito ao funcionamento deste tipo de detectores e é designado por W . Este valor depende do tipo de radiação e da sua energia, bem como do tipo de gás, no entanto, o valor de W varia apenas entre 25-45 eV para a maioria dos gases e tipos de radiação. Outra consideração importante acerca deste parâmetro é o facto de possuir um valor superior ao potencial da primeira ionização para os gases, o que significa que nem toda a energia é utilizada para a criação de pares electrão-ião. As cargas que são inicialmente criadas pela radiação

incidente são designadas por cargas primárias, mas o valor de W tem em conta todas as ionizações que ocorrem no volume activo, as que dão origem às cargas primárias e as ionizações causadas não pela radiação incidente, mas pelas cargas primárias [Ahmed 2007].

Para uma dada partícula que deposita uma energia ΔE no detector, o valor de W pode ser utilizado para calcular o número total de pares electrão-ião formados [Ahmed 2007]:

$$N = \frac{\Delta E}{W} \quad 3.1$$

Caso a partícula incidente deposite toda a sua energia no interior do detector, o valor de ΔE é simplesmente a energia E da partícula, caso contrário o poder de paragem, dE/dx , pode ser utilizado de modo a estimar ΔE , através da equação 3.2 [Ahmed 2007].

$$N = \frac{1}{W} \frac{dE}{dx} \Delta x \quad 3.2$$

onde Δx é o percurso percorrido pela partícula. Pode ainda ser calculado o número de pares electrão-ião produzidos por unidade de comprimento do percurso da partícula, pela equação 3.3 [Ahmed 2007].

$$n = \frac{1}{W} \frac{dE}{dx} \quad 3.3$$

A criação e o movimento destes pares electrão-ião vai perturbar o campo eléctrico, produzindo um impulso nos eléctrodos. Assim, a carga, corrente ou tensão resultante num dos eléctrodos pode ser medida, o que permite, de acordo com uma calibração adequada, obter informação sobre a energia do feixe e a sua intensidade [de Lima 2005, Ahmed 2007].

A escolha do gás que se encontra entre os eléctrodos, a geometria do detector e o potencial que lhe é aplicado permitem controlar a produção e comportamento dos pares electrão-ião. Assim, consoante o potencial aplicado ao detector este irá funcionar numa dada região com diferentes características no que diz respeito à quantidade de cargas criadas e ao seu movimento [Ahmed 2007].

3.3.1 Regiões de Operação

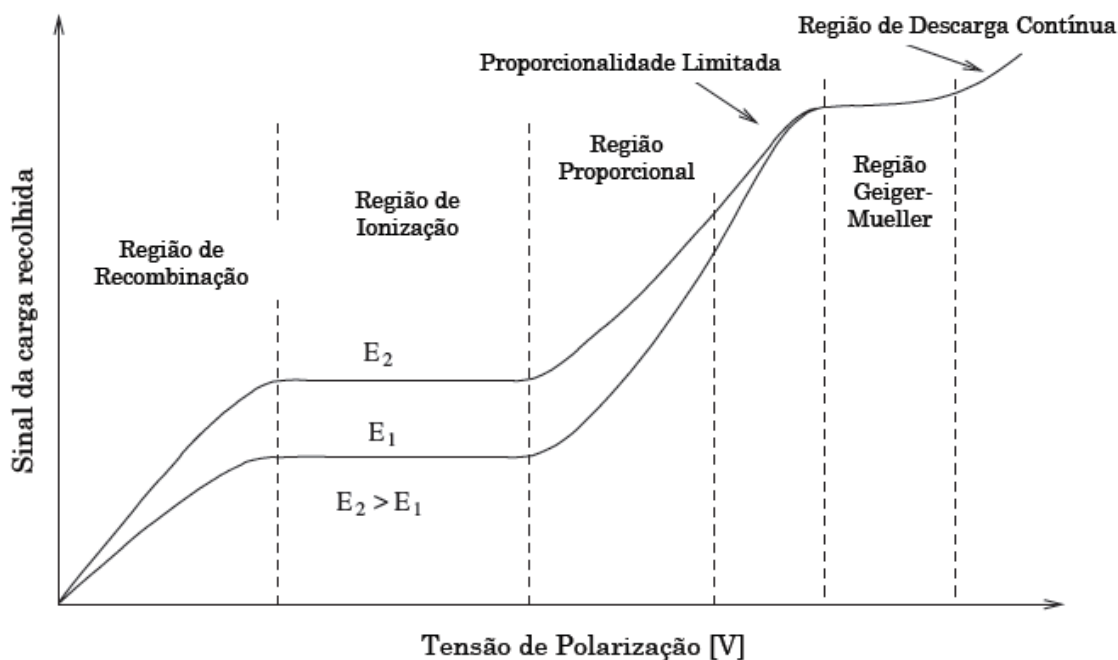


Figura 3.19: Representação das regiões de operação dos detectores gasosos num gráfico do sinal de carga recolhido em função da tensão de polarização. Retirado de [Ahmed 2007].

A primeira região representada na Figura 3.19, a região de recombinação, corresponde ao funcionamento do detector com baixas tensões. Como na ausência de campo eléctrico, as cargas, produzidas devido à passagem de radiação, tendem a recombinar-se rapidamente, formando moléculas neutras, a operação do detector nesta região é inútil à detecção de radiação [Ahmed 2007].

De seguida, para valores superiores de tensão de polarização, existe a região designada por região de ionização. Corresponde ao caso em que todas as cargas, ou seja, os pares electrão-ião são eficientemente colectados pelos eléctrodos. Assim, um aumento de tensão nesta região não afecta a corrente medida, uma vez que todas as cargas produzidas já são colectadas pelos eléctrodos. A corrente medida nesta região é designada por corrente de saturação e é proporcional à energia depositada pela radiação incidente [Ahmed 2007]. Os detectores utilizados neste trabalho funcionam nesta região e são designados por câmaras de ionização.

A região proporcional é a zona de funcionamento dos detectores na qual, devido ao elevado potencial eléctrico entre os eléctrodos, as partículas carregadas atingem velocidades bastante elevadas. As partículas podem assim possuir energia necessária para produzir novos pares electrão-ião, através de ionização secundária. Consequentemente, a intensidade do sinal eléctrico de saída, proporcional ao número inicial de pares electrão-ião primários, aumenta. Se a tensão continuar a aumentar o detector entra na zona de proporcionalidade limitada. Isto acontece pois, com o aumento de produção de cargas dentro do volume activo do detector, as

cargas positivas começam a formar uma nuvem de cargas entre os iões, dado que são mais pesadas e consequentemente movem-se mais lentamente. Assim, a nuvem funciona como um escudo para o campo eléctrico, resultando na perda de proporcionalidade relativamente ao número de cargas iniciais, pelo que os detectores não são operados nesta região [Ahmed 2007].

Quando a tensão de polarização produz um campo eléctrico muito forte, um único par electrão-íon pode provocar uma avalanche de pares. O sinal de saída permite contar as partículas incidentes individualmente, visto que cada uma destas partículas origina um elevado impulso eléctrico. O sinal de saída é então independente da ionização primária, do tipo de radiação e não é proporcional à energia depositada. Corresponde à região de *Geiger-Mueller* [Ahmed 2007].

Por fim, e para tensões muito elevadas, dá-se uma descarga contínua no gás, que se inicia assim que um evento de ionização ocorre e não é possível pará-la sem diminuir a tensão aplicada. Os detectores não são operados nesta região, designada por região de descarga contínua, uma vez que esta não permite a detecção de partículas [Ahmed 2007].

3.4 Câmaras de Ionização

As câmaras de ionização são detectores de radiação amplamente utilizados devido à sua simplicidade de *design* e funcionamento bem compreendido, no que diz respeito aos processos físicos que ocorrem no seu interior. Possuem ainda como vantagem o facto de, na região onde operam, a corrente de saturação ser directamente proporcional à energia depositada pela radiação incidente e independente da tensão de polarização aplicada, tal como já foi referido anteriormente [Ahmed 2007].

Uma vez que o valor de W , a energia média necessária para produzir um par electrão-íon num gás não varia muito com o tipo de gás, podem ser utilizados vários tipos de gás no interior da câmara de ionização [Ahmed 2007]. Assim, é possível uma câmara de ionização operar com o seu volume activo cheio de ar, como é o caso das câmaras utilizadas neste trabalho. As câmaras de ionização utilizadas no diagnóstico radiológico, são do tipo ventilado, ou seja, o ar que se encontra no interior do seu volume activo comunica com o ar do exterior, através de uma abertura concebida para esse efeito. No entanto, este facto vai exigir correcções específicas para a temperatura e pressão atmosférica [IAEA 2007].

Neste trabalho foram utilizadas câmaras de ionização de dois tipos: cilíndrica e de placas paralelas.

3.4.1 Câmara Cilíndrica

Uma câmara cilíndrica consiste, geralmente, num cilindro com um ânodo ao longo do eixo do cilindro. O cilindro permite conter o gás, funcionando também como cátodo, o que faz com que exista uma maior área para colectar os iões, o que aumenta a eficácia deste processo. Como

o ânodo é bastante fino, as linhas da força eléctrica à sua volta são bastante densas e concentradas, pelo que os electrões movem-se muito mais rapidamente na sua direcção, comparativamente à velocidade dos iões em direcção ao cátodo. Este facto permite também aumentar a eficácia do processo de colectar os electrões, o que é uma vantagem relativamente à câmara de placas paralelas [Ahmed 2007]. Este tipo de câmara deve ser utilizado com o seu eixo cilíndrico orientado perpendicularmente ao feixe de raios-X [IAEA 2007]. Neste trabalho foi utilizada uma câmara de ionização cilíndrica PTW – 23332 para a caracterização dos perfis do campo de radiação, uma vez que, devido ao seu volume reduzido ($0,3 \text{ cm}^3$), permitiu a obtenção de uma boa resolução nos perfis. Foi ainda utilizada uma câmara do mesmo tipo PTW - 23331, com um volume superior (1 cm^3), para a determinação dos valores de HVL.



Figura 3.20: a) Câmaras Cilíndricas PTW - 23331 e PTW - 23332. b) Esquema de uma câmara cilíndrica. Adaptado de [IAEA 2007].

3.4.2 Câmara de Placas Paralelas

Este detector é composto, como o próprio nome indica, por duas placas paralelas, mantidas a potenciais eléctricos opostos e separadas por alguns milímetros [Ahmed 2007, IAEA 2007]. É a câmara de ionização mais utilizada nas medições de kerma no ar, para diagnóstico em radiologia. A sua utilização deve ser feita com as placas colocadas de forma perpendicular ao feixe de radiação, e caso seja uma câmara com diferentes janelas de entrada e saída, deve a sua janela de entrada ficar colocada de frente para o feixe de radiação [IAEA 2007]. Neste trabalho

foi utilizada uma câmara de ionização de placas paralelas PTW – 34096, calibrada na PTW na Alemanha, em 2010, para a realização da dosimetria do feixe de radiação.

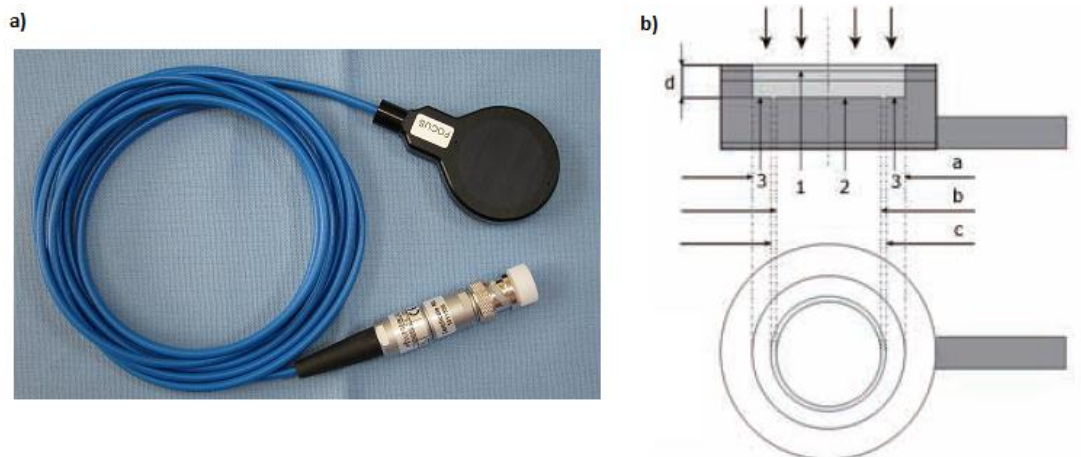


Figura 3.21: a) Câmara de Placas Paralelas PTW - 34096. b) Esquema de uma câmara de placas paralelas. Adaptado de [IAEA 2007].

4. Dosimetria

A proporção da dose de radiação proveniente dos procedimentos de radiodiagnóstico médico na dose total a que a população está sujeita é cada vez maior. Assim, a IAEA (*International Atomic Energy Agency*) tem um programa na dosimetria da radiação ionizante, apoiando os seus Estados Membros a desenvolver as suas capacidades de calibração e medição, necessárias para a utilização da radiação na medicina, indústria e outras aplicações [IAEA 2007].

Uma calibração corresponde a uma série de procedimentos, que permitem estabelecer uma relação entre os valores de grandezas indicadas por um instrumento, em condições de referência, e os respectivos valores das grandezas obtidos por padrões. Os padrões podem ser primários ou secundários. Um instrumento classificado como padrão primário possui a mais elevada qualidade metrológica, sendo que permite a determinação da unidade de uma grandeza a partir da sua definição. A precisão dos valores obtidos deste modo é verificada através de comparação com outros padrões ao mesmo nível. Um padrão secundário é um instrumento calibrado por comparação com um padrão primário [IAEA 2007].

A IAEA conduz comparações inter-laboratoriais, desenvolve técnicas de dosimetria e fornece orientações para as medições de radiação. Muito deste trabalho é realizado pela rede de laboratórios de dosimetria de padrões secundários, *SSDLs*. A dosimetria no radiodiagnóstico e radioterapia, requer a obtenção da rastreabilidade das medições efectuadas. A IAEA garante a rastreabilidade destas medidas, através desta rede de laboratórios de dosimetria de padrões secundários, que fazem parte do Sistema Internacional de Unidades. Este sistema é composto não só pelos *SSDLs*, mas também pelos laboratórios de dosimetria de padrões primários, *PSDLs*, e pelo BIPM (*Bureau International des Poids et Mesures*), responsável por fornecer o sistema único e coerente de medidas mundialmente [IAEA 2007].

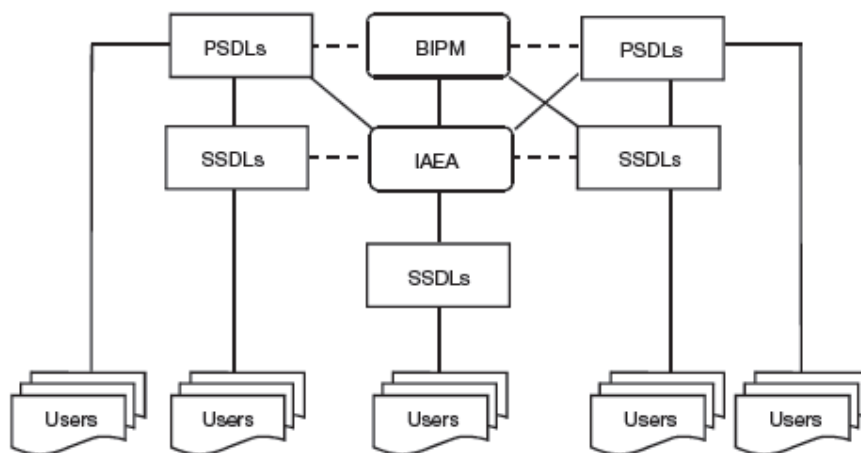


Figura 4.1: Esquema do Sistema Internacional de Unidades. As linhas a tracejado representam intercomparações de padrões primários e secundários. Retirado de [IAEA 2007].

A Figura 4.1 representa o Sistema Internacional de Unidades, com os seus componentes e as respectivas ligações entre si. Mundialmente existem apenas vinte países com *PSDLs* envolvidos na dosimetria de radiação, sendo a função dos *SSDLs* funcionar como ponte entre estes e os utilizadores de radiação ionizante. Os laboratórios de padrões secundários permitem assim a transferência de calibrações dos laboratórios de padrões primários para os utilizadores dos instrumentos em causa [IAEA 2007].

Em Portugal, o laboratório nacional reconhecido pelo IPQ, e *SSDL* reconhecido pela IAEA, que garante a rastreabilidade das calibrações, é o LMRI.

4.1 Normas Internacionais e Outras Referências

Existem vários documentos normativos que têm como objectivo uma garantia da rastreabilidade. No entanto, as referências mais importantes são a Norma IEC 61267 e o Código de Prática TRS 457.

4.1.1 Código da prática para a dosimetria em radiodiagnóstico, TRS 457, IAEA

Publicado em 2007 pela IAEA, este código da prática TRS 457 está preparado para responder às questões de dosimetria que envolvem calibrações e medições, tanto na perspectiva dos *SSDLs*, como do ponto de vista clínico. A utilização deste documento tem como objectivo diminuir as incertezas relativas aos processos de dosimetria, bem como constituir um guia das metodologias utilizadas a nível internacional [IAEA 2007]. Apresenta a descrição de procedimentos para dosimetria em radiografia convencional, fluoroscopia, tomografia computadorizada, mamografia e, ainda, os procedimentos necessários para dosimetria e calibração em laboratórios de metrologia. Para este trabalho foram relevantes os capítulos correspondentes à mamografia, dosimetria e calibração.

4.1.2 Norma IEC 61267

A IEC (*International Electrotechnical Commission*) é uma organização mundial com o objectivo de promover a cooperação internacional no que diz respeito a questões relacionadas com a uniformização da tecnologia nesta área. Esta organização publica normas internacionais, especificações técnicas e outros documentos, cuja preparação provém dos comités nacionais e de organizações internacionais, governamentais e não-governamentais que colaboram com a IEC. A IEC colabora também com a ISO (*International Organization for Standardization*) de acordo com condições determinadas por ambas as organizações [IEC 2005].

A norma IEC 61267 *Medical Diagnostic X-ray equipment – Radiations Conditions for use in the determination of characteristics* é a segunda edição da norma IEC 1267 emitida em 2004. Este documento foi preparado por um subcomité de equipamento para radioterapia, medicina nuclear e dosimetria de radiação e, descreve os procedimentos e parâmetros necessários ao estabelecimento de diferentes qualidades de radiação, utilizadas para as várias técnicas de radiodiagnóstico [IEC 2005]. Para a realização deste trabalho foi importante a caracterização das qualidades de radiação utilizadas na mamografia, nomeadamente as qualidades RQR – M, que serão definidas mais à frente neste capítulo.

4.2 Caracterização das Qualidades de Radiação

Para que seja possível estabelecer características, aspectos ou propriedades de um dado equipamento utilizado para fins de radiodiagnóstico, ou para que se obtenham feixes de radiação para investigação tanto no campo da física, como da medicina, é de extrema importância que se utilize condições de radiação bem definidas. Estas condições definidas permitem a especificação de padrões internacionais para a operação de equipamento de raios-X, bem como para descrever e avaliar o desempenho deste equipamento, com óbvias vantagens para fabricantes, utilizadores, pacientes e ainda autoridades de protecção na saúde [IEC 2005].

O modo mais completo de especificar um campo de radiação é através do seu espectro de fluência de fótons. No entanto, como a obtenção de um espectro de raios-X é uma tarefa complexa, a norma IEC 61267 expressa as qualidades de radiação tendo em conta a tensão na ampola de raios-X e o valor do primeiro e segundo HVL [IEC 2005].

Na norma IEC 61267 são descritas as qualidades de radiação primárias que são em boa aproximação livres de radiação dispersa (RQR, RQA, RQC, RQR-M e RQA-M) e as condições de radiação que contêm radiação dispersa (RQN, RQB, RQN-M e RQB-M), de modo a simular as condições na presença do paciente. Para este trabalho foram utilizadas as qualidades de radiação livres de radiação dispersa e, relativas à mamografia, RQR-M.

4.2.1 Half Value Layer – HVL

O HVL (*Half Value Layer*) ou espessura semi-redutora é a espessura adicional, geralmente dada em milímetros de alumínio, necessária para que a intensidade de um feixe de radiação seja reduzida para metade do seu valor. O seu valor é dependente da energia dos fótons, sendo que quanto maior for a energia, maior será o valor de HVL. É uma grandeza de elevada importância, na medida em que é utilizada para definir as qualidades de radiação segundo a norma IEC 61267.

Por forma a confirmar que a qualidade de radiação é a pretendida, o valor de HVL obtido experimentalmente deve encontrar-se de acordo com o valor referido neste documento, para essa qualidade de radiação, com uma incerteza de $\pm 0,02$ mm [IEC 2005].

4.2.2 Coeficiente de Homogeneidade

O coeficiente de homogeneidade é definido como a razão entre o primeiro HVL e o segundo HVL. O segundo HVL corresponde à espessura adicional que atenua a 25% o feixe de radiação original [IEC 2005], tal como pode ser observado na Figura 4.2. O valor do coeficiente de homogeneidade diminui à medida que a largura do espectro da radiação aumenta, pelo que é uma grandeza que depende da filtração adicional utilizada [Lima 2005].

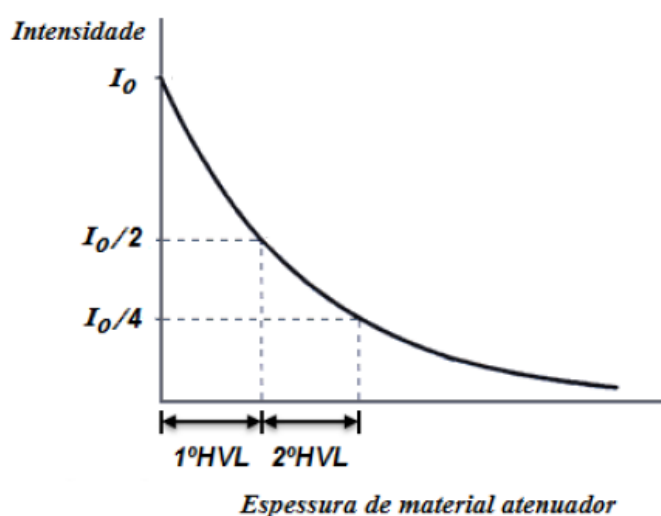


Figura 4.2: Representação gráfica do valor do primeiro e segundo HVL. Adaptado de [Limede 2010].

4.2.3 Coeficiente $\frac{K(HVL1)}{K(0)}$

Este parâmetro corresponde à razão entre o valor do kerma no ar obtido quando o feixe atravessa uma espessura de alumínio correspondente ao primeiro HVL, HVL1, e o valor de kerma no ar obtido na ausência de folhas de alumínio no feixe de radiação. Para que se possa considerar a qualidade de radiação bem caracterizada, o valor desta razão deve encontrar-se no intervalo [0,485 ; 0,515] [Oliveira 2011, Limede 2010].

4.2.4 Radiação RQR – M

Tal como já foi referido anteriormente, as qualidades de radiação RQR-M são parte das qualidades de radiação aplicáveis à mamografia. Estas são utilizadas para a determinação de características de equipamento de raios-X, em feixes de mamografia não atenuados e com utilização de tensões na ampola inferiores a 40 kV [IEC 2005].

Estas qualidades de radiação são obtidas ajustando a tensão na ampola de raios X para os valores referidos na norma IEC 61267 e, colocando um filtro de molibdénio no feixe, próximo da ampola. Em seguida, e com o objectivo de verificação, deve ser efectuado uma determinação de valor de HVL [IAEA 2007]. Segundo a norma IEC 61267 estas qualidades de radiação são descritas como sendo obtidas através da emissão numa ampola com alvo de molibdénio, a tensão na ampola deve ter uma percentagem de *ripple* inferior a 4% e a filtração total do filtro utilizado deve ser de $0,032 \pm 0,002$ mm de molibdénio [IEC 2005]. Se o valor de HVL se encontrar de acordo com os valores da tabela, com uma incerteza de $\pm 0,02$ mm, é considerada estabelecida a qualidade de radiação pretendida [IAEA 2007].

Estas qualidades de radiação padrão são caracterizadas com o código de letras RQR-M e são referidas do seguinte modo: RQR-M x IEC 61267:200y, onde y representa o ano da publicação da revisão da norma e x é um número entre 1 e 4, de acordo com a Tabela 4.1 [IEC 2005]:

Tabela 4.1: Caracterização das qualidades de radiação RQR - M segundo a norma IEC 61267. Qualidade de radiação, tensão na ampola e valor de HVL.

Qualidade de Radiação	Tensão na Ampola (kV)	HVL (mm Al)
RQR-M 1	25	0,28
RQR-M 2	28	0,31
RQR-M 3	30	0,33
RQR-M 4	35	0,36

4.3 Filtração

Tal como já foi referido no capítulo 3, existem vários tipos de filtração. Além da filtração inerente, para a qual contribuem os componentes da ampola, existe ainda a filtração adicional, colocada à saída da ampola, após a janela.

No caso particular deste trabalho, foi utilizado um filtro de molibdénio com 0,03 mm, tal como exigido pela norma IEC 61267, por forma a poder obter as qualidades de radiação RQR-M. Foram ainda utilizadas, na parte experimental do trabalho correspondente à determinação dos HVL, diversas folhas de alumínio com espessuras diferentes, com o objectivo de obter uma curva de atenuação.

A espessura de cada uma destas folhas, ou camadas de atenuação, foi determinada com uma incerteza de $\pm 0,01$ mm, tal como o exigido pela norma. Este documento refere ainda que o material destas deve ser alumínio, com uma pureza de pelo menos 99,9%, e que o seu tamanho deve ser suficiente para cobrir todo o feixe de radiação utilizado [IEC 2005, IAEA 2007].

4.4 Geometria

O detector de radiação deve ser colocado no ponto de referência, no plano de aplicação. Este plano deve encontrar-se a uma distância do ponto focal não inferior a 550 mm. Por forma a minimizar os efeitos de retrodispersão, apenas os objectos necessários para as medições efectuadas se devem encontrar dentro do campo de radiação, sendo que este é limitado pelo plano de aplicação e o plano normal ao eixo do feixe de radiação que contém o ponto a 450 mm após o plano de aplicação [IEC 2005].

Neste trabalho foi utilizada para a dosimetria uma câmara de ionização PTW 34069, cujo certificado de calibração (Anexo A) foi obtido para um ponto de referência a 57,6 cm da fonte de radiação. Assim, o plano de aplicação considerado foi o plano que se encontrava a esta distância do ponto focal.

4.5 Colimação

A colimação é utilizada para limitar o tamanho do campo de radiação. O colimador deve ser colocado imediatamente após a superfície de saída da camada de filtração utilizada [IEC 2005].

Também no certificado de calibração da câmara de ionização utilizada, foi possível obter informação relativa ao tamanho do campo de radiação para o qual a calibração foi efectuada, um campo circular de diâmetro igual a 10 cm.

Assim, foi calculado o tamanho necessário para o colimador, por forma a obter um campo de radiação de 10 cm de diâmetro, a uma distância do foco da ampola de 57,6 cm.

4.6 Caracterização do Perfil do Campo de Radiação

O perfil do campo de radiação deve ser caracterizado antes da realização da dosimetria das qualidades de radiação. Esta caracterização tem como objectivo a determinação do tamanho do campo, que deve possuir um diâmetro com valor igual ao referido no certificado de calibração da câmara de ionização, no plano perpendicular ao feixe e que contém ponto de referência. Além do tamanho do campo, pretende-se também verificar a uniformidade e homogeneidade do campo, uma vez que estas são condições necessárias para que a dosimetria possa ser realizada de forma válida.

Por forma a estudar as características do campo de radiação, é feito um varrimento em cada um dos seus eixos horizontais, no plano considerado. Estes varrimentos são feitos num número limitado de pontos, sendo que para cada ponto devem ser registadas um número significativo de medidas de carga, cujos valores são posteriormente corrigidos, tendo em conta a temperatura e pressão no momento de cada medição. Através destes dois varrimentos podem então ser obtidos dois gráficos do valor de carga corrigido e normalizado, em função da posição do detector.

Estes gráficos deverão apresentar um patamar na sua zona central, sendo que o campo pode ser considerado uniforme num dado eixo, se na zona de patamar desse eixo os valores de carga medidos não variarem mais do que 5% relativamente ao seu valor máximo. Se o campo for considerado uniforme em ambos os eixos, ou seja, se os valores das zonas de patamar em ambos os varrimentos variarem menos de 5%, o campo é considerado homogéneo.

A diferença entre os dois valores de posição, correspondentes a um valor de carga de 50% relativamente ao valor máximo, indica o diâmetro do campo de radiação no plano considerado.

As dimensões do campo estão obviamente dependentes do sistema de colimação utilizado, daí a necessidade de determinar o tamanho adequado para um colimador. Este permitiria a existência de um campo de radiação com o diâmetro necessário para a utilização correcta da câmara de ionização, isto é, uma utilização da câmara segundo as condições referidas no seu certificado de calibração.

A uniformidade e homogeneidade do campo dependem de vários factores, tal como já foi referido em detalhe no capítulo 3, sendo o mais relevante o efeito anódico, e ainda da filtração adicional utilizada.

Assim, um estudo adequado da colimação adequada, da filtração a utilizar e dos efeitos que contribuem para a não homogeneidade do campo de radiação são fundamentais para que se obtenham as condições necessárias à realização da dosimetria das qualidades de radiação.

4.7 Dosimetria das Qualidades de Radiação

O kerma no ar, no ponto referência, no ar, para um feixe de qualidade, Q_0 é dado pela equação 4.1 [IAEA 2007].

$$K = (M_{Q_0} - M_0)N_{K,Q_0} \quad 4.1$$

onde M_{Q_0} é a leitura do detector nas condições de referência utilizadas em laboratórios padrão, M_0 é a leitura do dosímetro na ausência do feixe (leitura do zero) nas mesmas condições de referência e, N_{K,Q_0} é o coeficiente de calibração do detector em termos de kerma no ar, obtido em laboratório primário. O coeficiente de calibração é referente às condições de referência utilizadas neste laboratório e, corresponde à razão entre o valor convencional da grandeza que está a ser medida e o valor indicado [IAEA 2007].

As condições de referência correspondem a um conjunto de valores (valores de referência) de determinadas grandezas, para os quais o valor do coeficiente de calibração é válido sem correcções. Os factores que podem influenciar as calibrações no que diz respeito ao Kerma no ar são definidos como grandezas que não são objecto de medição, mas que podem influenciar o resultado desta, por exemplo, a qualidade do feixe, a temperatura ambiente, a pressão do ar, a humidade relativa, a direcção de incidência da radiação, etc. Quando os valores destas

grandezas durante a medição são diferentes das condições de referência, é necessário efectuar a devida correcção aos valores medidos. É ainda importante o facto de alguns destes factores apenas influenciarem as medições efectuadas com determinado tipo de detector, por exemplo, alterações na pressão atmosférica não irão afectar medidas com um detector semiconductor mas, no caso das câmaras de ionização abertas são modificações importantes e para as quais é necessária uma correcção. Estas correcções são feitas através da aplicação de um factor de correcção. Assumindo que estes factores que influenciam as medidas são independentes entre si, o produto dos seus factores de correcção, k_i , pode ser aplicado e, assim, o Kerma no ar para um feixe de qualidade de radiação Q é dado pela equação 4.2 [IAEA 2007].

$$K = (M_Q - M_0)N_{K,Q_0} \prod_i k_i \quad 4.2$$

onde M_Q é a leitura do instrumento para a qualidade de radiação Q e os factores k_i representam a correcção para o efeito dos i factores que influenciam a medição. Por definição o factor k_i assume o valor da unidade caso a grandeza i assuma o valor de referência. Em muitos dos casos a quantidade M_0 é considerada desprezável e a equação anterior assume a forma:

$$K = M_Q N_{K,Q_0} \prod_i k_i \quad 4.3$$

O factor de correcção mais comum em medidas realizadas com câmaras de ionização é o factor que corrige as alterações na densidade do ar, devido a modificações na temperatura ambiente, T , e na pressão, P . As câmaras de ionização utilizadas neste trabalho são ventiladas, o que significa que são construídas de modo a que o ar no volume activo da câmara comunique com o ar do ambiente em redor da câmara, na sala onde as medidas são efectuadas. Tal como as leituras da câmara dependem da massa de ar no volume activo da câmara, também dependem da temperatura e pressão do ar. O factor de correcção para estas duas grandezas é dado pela equação 4.4 [IAEA 2007].

$$k_{TP} = \left(\frac{273,2 + T}{273,2 + T_0} \right) \left(\frac{P_0}{P} \right) \quad 4.4$$

Onde P_0 e T_0 são os valores de referência de pressão e temperatura, respectivamente, enquanto que P e T são os valores de pressão e temperatura na medição efectuada. Os valores de temperatura são expressos em °C [IAEA 2007].

No que diz respeito à humidade relativa, para valores entre os 30% e os 80% a correcção pode não ser considerada, uma vez que o efeito da humidade na câmara de ionização será desprezável [IAEA 2007].

Relativamente à qualidade de radiação utilizada, quando não se trata da qualidade de radiação de referência, Q_0 , utilizada para calibrar a câmara de ionização, é necessária uma correcção. Assumindo que os outros factores que influenciam as medições com a câmara de ionização se encontram nos seus valores de referência, o valor do kerma no ar medido no feixe de radiação de qualidade Q , diferente da qualidade de radiação Q_0 utilizada durante a calibração da câmara é dado pela equação 4.5 [IAEA 2007].

$$K_Q = M_Q N_{K,Q_0} k_{Q,Q_0} \quad 4.5$$

O factor k_{Q,Q_0} corrige os efeitos da diferença entre a qualidade de radiação de referência e a qualidade de radiação utilizada durante as medidas [IAEA 2007]. Normalmente este factor de correcção é dado pelo laboratório primário, onde foi efectuada a calibração do detector, o que é o caso da câmara de ionização utilizada para a dosimetria neste trabalho.

Existem outros factores que podem influenciar o resultado de uma medição. Alguns destes factores são comuns a todos os métodos de medição, tal como por exemplo o posicionamento do detector, a não homogeneidade do campo, o tamanho do campo. As correcções dos desvios relativamente às condições de referência devem sempre ser consideradas, no entanto caso o efeito seja reduzido, pode ser incluído na incerteza das medições efectuadas. O valor mínimo de incerteza que deve ser considerado, segundo o Código de Práticas TRS 457 é de 0,1% [IAEA 2007].

5. Resultados Experimentais

Os resultados experimentais deste trabalho foram obtidos no LMRI, do IST/ITN. Neste capítulo serão apresentados estes resultados, bem como as dificuldades que foram surgindo ao longo do trabalho e respectivas soluções encontradas, sem as quais não seria possível concluir os objectivos propostos.

5.1 Resposta do Mamógrafo

Antes de iniciar os procedimentos necessários para os objectivos pretendidos com este trabalho, foram realizados alguns testes com o mamógrafo, de modo a confirmar que este se encontrava em condições de normal funcionamento. Assim, foi colocada uma câmara de ionização (PTW – 23332) no feixe de radiação e foi utilizado um electrómetro PTW Unidos E 10004. Foram realizadas um conjunto de 10 medições de carga, pressão e temperatura, para cada valor de corrente×tempo do mamógrafo, com uma tensão na ampola de 30 kV, constante ao longo deste processo. Os resultados obtidos encontram-se no gráfico da Figura 5.1.

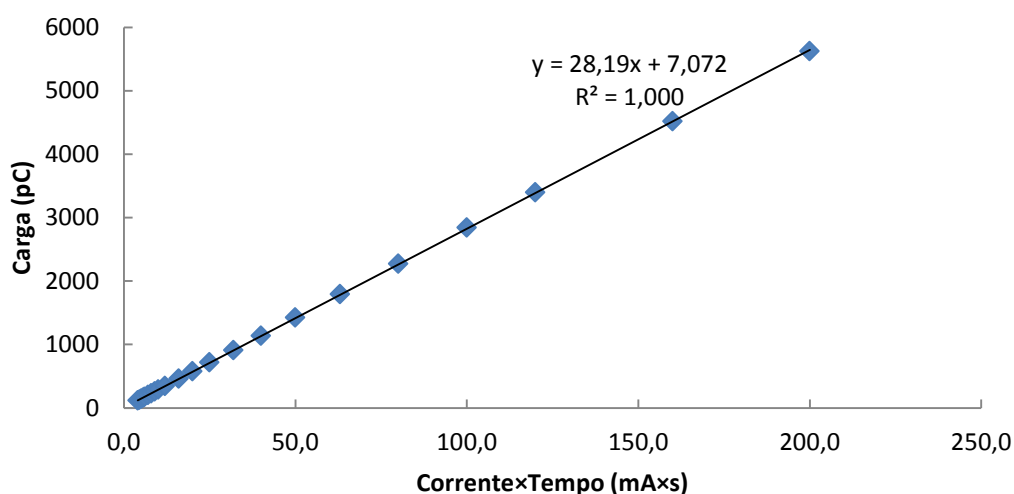


Figura 5.1: Gráfico representativo da linearidade do valor de carga obtido com o valor de corrente×tempo. Dados experimentais obtidos para uma tensão na ampola de 30 kV.

Os resultados obtidos permitiram confirmar a linearidade existente entre o valor de corrente×tempo e a carga obtida na câmara de ionização, uma vez que, tal como é possível verificar na Figura 5.1, o coeficiente R^2 da recta obtida é bastante próximo de 1. Este coeficiente é uma medida do grau de co-relação entre duas variáveis, sendo mais forte esta relação quanto maior o valor de R^2 se aproxima de 1 ou -1.

5.2 Perfil do Campo de Radiação

Tal como já foi referido anteriormente, para que seja realizada, de forma válida, a dosimetria de uma determinada qualidade de radiação, existem várias condições que têm de ser reunidas. Assim, o primeiro passo num trabalho como este é a determinação do perfil do campo de radiação. Para esta parte do trabalho experimental foi utilizada a câmara de ionização cilíndrica PTW – 23332, devido ao facto de o seu reduzido volume ($0,3 \text{ cm}^3$) permitir a obtenção de perfis do campo de radiação com uma boa resolução.

Para determinar o perfil do campo de radiação foi necessário efectuar varrimentos com a câmara de ionização em ambos os eixos do campo de radiação, num determinado conjunto de pontos, tal como referido no capítulo 4. A primeira dificuldade neste trabalho correspondeu ao posicionamento do detector ao longo dos eixos de forma precisa. Isto é, mover o detector uma determinada distância entre cada ponto e, apenas numa direcção seria impossível sem um sistema de apoio adequado. Assim, foi desenhada uma peça que ao ser fixa ao mamógrafo permitiria a colocação de um suporte para a movimentação da câmara de ionização, tal como pode ser visto na Figura 5.2, e a movimentação desta, apenas numa direcção, e na distância pretendida, de forma mais precisa. Esta estrutura foi construída nas oficinas do IST/ITN e o seu desenho encontra-se no Anexo B.

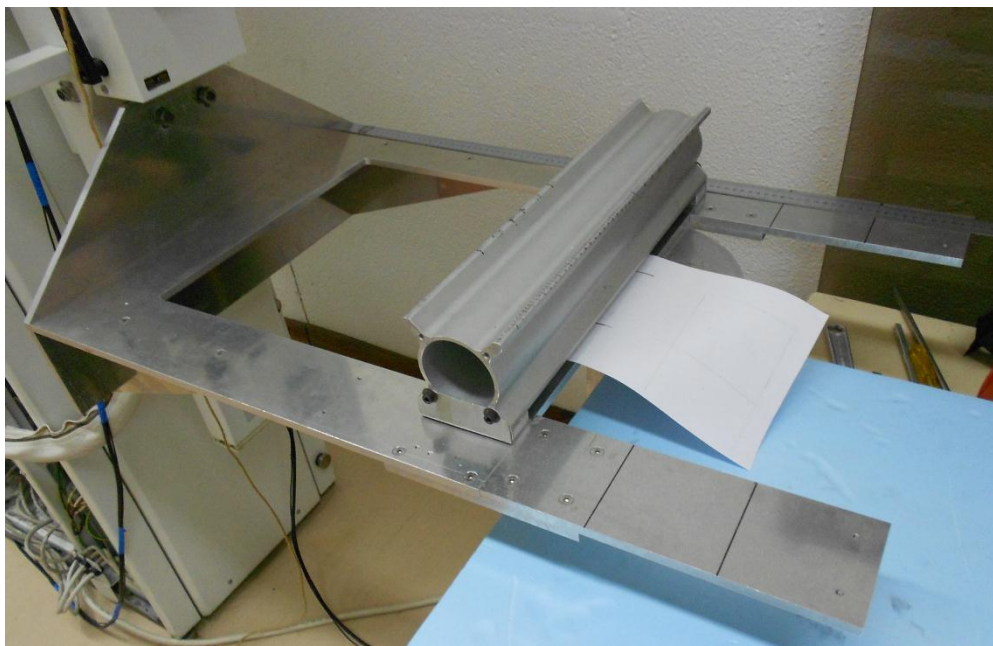


Figura 5.2: Fotografia da peça construída nas oficinas do IST/ITN, fixa ao mamógrafo e à peça de suporte da câmara de ionização.

5.2.1 Ampola na Posição Original

Após a instalação desta peça, e do sistema de suporte da câmara de ionização, foram então realizados os primeiros varrimentos nos eixos do campo de radiação, com uma tensão na ampola de 30 kV. Os resultados obtidos estão representados na Figura 5.4.

As medidas dos gráficos da Figura 5.4, bem como todos resultados seguintes apresentados ao longo deste capítulo, foram realizadas com o mesmo valor de corrente \times tempo ($50 \text{ mA}\times\text{s}$), sendo que o valor de carga obtido no electrómetro em cada medição correspondeu sempre ao tempo de um disparo do mamógrafo nestas condições.

Em todos os gráficos correspondentes aos diversos perfis de campo, foram feitas cinco leituras no electrómetro para cada ponto. O desvio padrão em cada conjunto de cinco medidas apresentou um valor extremamente reduzido, pelo que não foram colocadas barras de erro verticais nos pontos do gráfico, uma vez que não seriam visíveis.

É também importante referir relativamente a estes gráficos que, na escala, no eixo das abscissas, ou seja, no eixo que indica a posição do detector, o zero corresponde à recta perpendicular ao plano de referência que passa pelo centro da câmara de ionização e pelo foco da ampola. O esquema da Figura 5.3 representa o sistema experimental utilizado para a obtenção dos resultados.

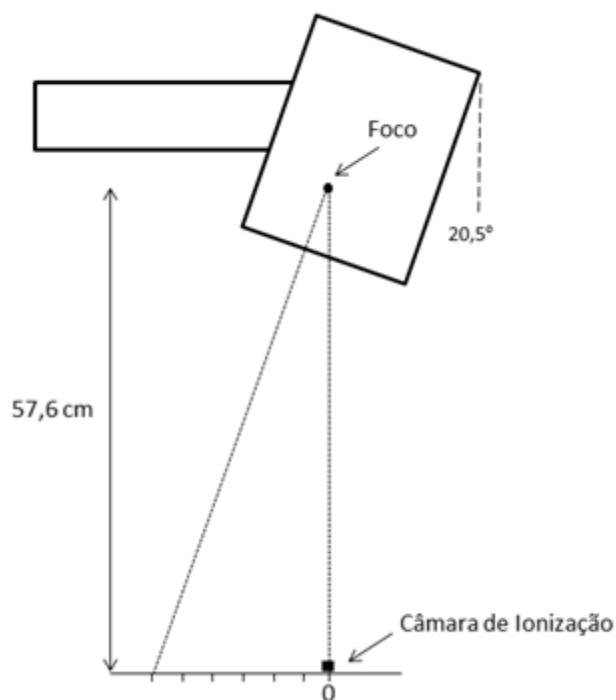


Figura 5.3: Esquema experimental utilizado durante os varrimentos no campo de radiação.

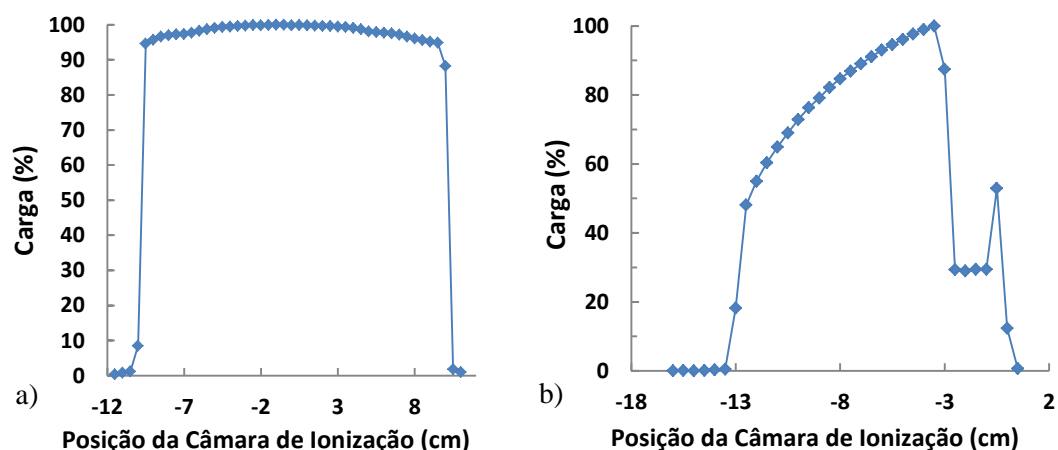


Figura 5.4: Representação normalizada dos perfis do campo de radiação. a) Varrimento do Eixo Perpendicular ao Cátodo-Ânodo. b) Varrimento no Eixo Cátodo-Ânodo. Perfis obtidos com uma tensão de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.

Os valores dos pontos dos gráficos anteriores apresentaram desvios padrão inferiores a 0,2%. Tal como é possível observar, o campo de radiação apresentava um perfil com um patamar no eixo perpendicular ao eixo do cátodo-ânodo. No entanto, para o eixo cátodo-ânodo é visível um aumento de intensidade bastante acentuado ao longo do perfil. Estes resultados poderiam ser justificados através de diversos factores. O primeiro factor a ser considerado foi o facto de o mamógrafo possuir, após a janela da ampola, um sistema composto por um suporte para o colimador, espelho e filtração própria. Todos estes obstáculos no percurso do feixe de radiação poderiam encontrar-se a afectá-lo, de forma desconhecida, aumentando a inclinação ao longo do campo e ainda, provocando uma zona de sombra visível no campo e identificável no segundo gráfico da Figura 5.4, na zona final do perfil do campo neste eixo. Assim, foi decidido retirar esta estrutura do mamógrafo, deixando-o apenas com a ampola e com o caminho do feixe de radiação livre destes objectos. Após estas modificações foram então realizados novos varrimentos em ambos os eixos, no mesmo plano, a 57,6 cm do ponto referido no mamógrafo como sendo o foco da ampola. Os resultados para o eixo cátodo-ânodo encontram-se na Figura 5.5, sendo que os resultados obtidos para o outro eixo foram semelhantes aos da Figura 5.4.

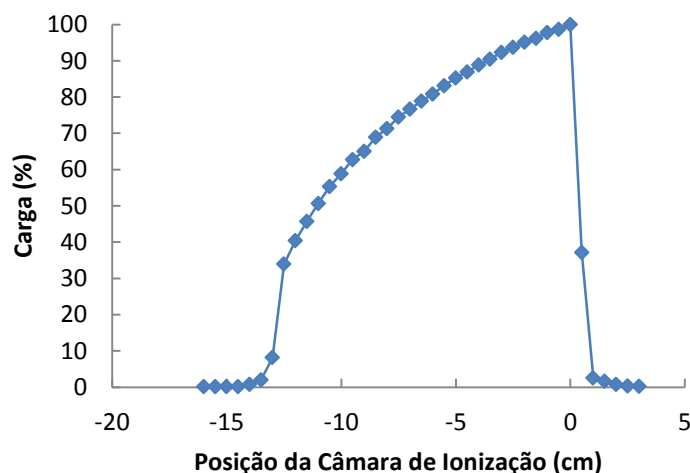


Figura 5.5: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação após as alterações no mamógrafo. Perfil obtido com uma tensão de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.

Apesar de apresentar ainda um perfil sem patamar, com um aumento da intensidade ao longo do eixo, o perfil do campo no eixo cátodo-ânodo apresenta agora um aumento contínuo do valor da intensidade, sem a zona de sombra existente anteriormente. A não uniformidade do campo neste eixo pode ser explicada pelos diversos factores referidos no capítulo 3, nomeadamente o efeito anódico, o *path obliquity effect*, o efeito decorrente da lei do inverso do quadrado da distância e a distribuição angular da emissão dos fotões de *Bremsstrahlung*.

Este campo não apresentava um perfil de acordo com as condições necessárias exigidas pelas normas. Para tentar resolver este problema foram realizadas alterações na estrutura do mamógrafo, nomeadamente na posição da sua ampola.

5.2.2 Alteração na Posição da Ampola

Como a ampola do mamógrafo se encontrava inclinada com um ângulo de cerca de 20,5°, foi realizada nova intervenção no mamógrafo, com o objectivo de permitir a introdução de um sistema que possibilitasse a rotação da ampola para uma posição paralela ao plano do varrimento. Através destas modificações pretendia-se que o caminho percorrido no ar pelo feixe na zona de maior intensidade fosse superior. Assim, e tendo em conta o efeito produzido pela lei do inverso do quadrado, seria obtida uma redução da fluência de fotões na zona de maior intensidade, resultando numa menor diferença no valor da intensidade ao longo do eixo cátodo-ânodo.

Este sistema foi pensado de forma a permitir a colocação da ampola numa posição paralela ao plano do detector, mas também a sua inclinação na direcção oposta à direcção em que se encontrava inclinada originalmente no mamógrafo. Esta nova inclinação iria permitir um aumento no efeito já referido anteriormente, ou seja, uma redução superior da fluência, pela lei

do inverso do quadrado da distância e, assim, obter um perfil de campo mais uniforme. A presença de um patamar permitiria prosseguir com o trabalho para as fases seguintes: a determinação de HVLs e dosimetria das qualidades de radiação RQR-M.

A Figura 5.6 representa o esquema das sucessivas alterações da inclinação da ampola, e consequentes alterações no caminho percorrido pelo feixe de radiação. Ao alterar a posição na ampola, foi necessário alterar também o plano no qual eram efectuadas as medições, por forma a manter uma distância de 57,6 cm entre o centro da câmara de ionização e o foco da ampola.

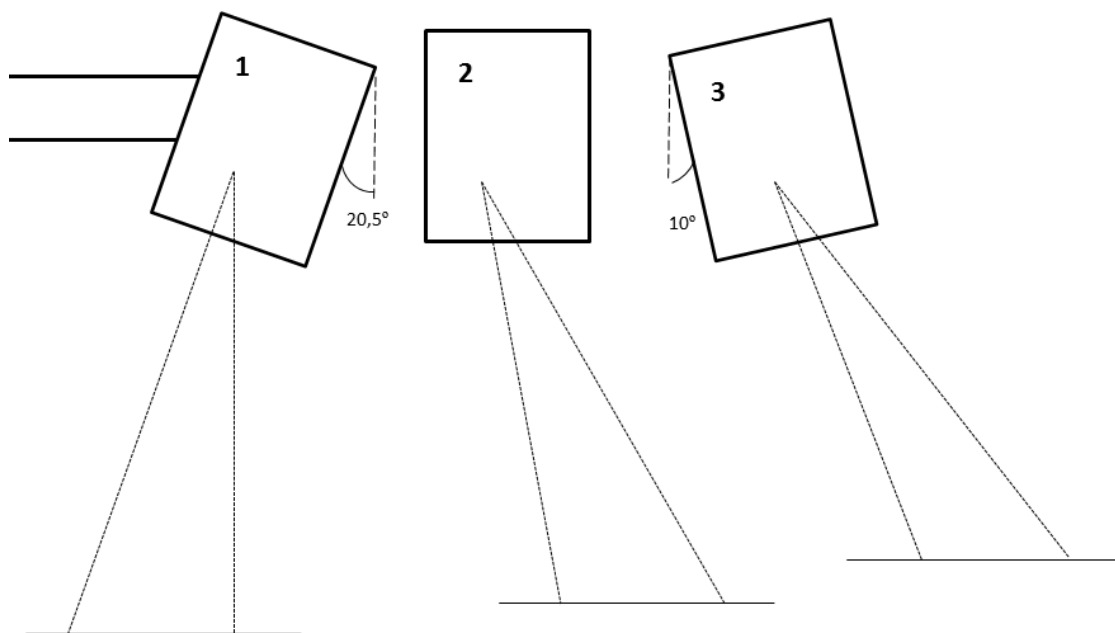


Figura 5.6: Esquema das alterações efectuadas na posição da ampola no mamógrafo. 1- Ampola na posição original. 2- Ampola paralela ao plano do detector. 3- Ampola inclinada na direcção oposta à original.

O esquema da Figura 5.7 representa as modificações nas distâncias ao foco provocadas pelas alterações efectuadas na ampola. Encontram-se representadas as distâncias percorridas pelo feixe para o caso da posição original, posição 1 e para a posição 3. Todos os valores presentes no esquema estão representados em centímetros.

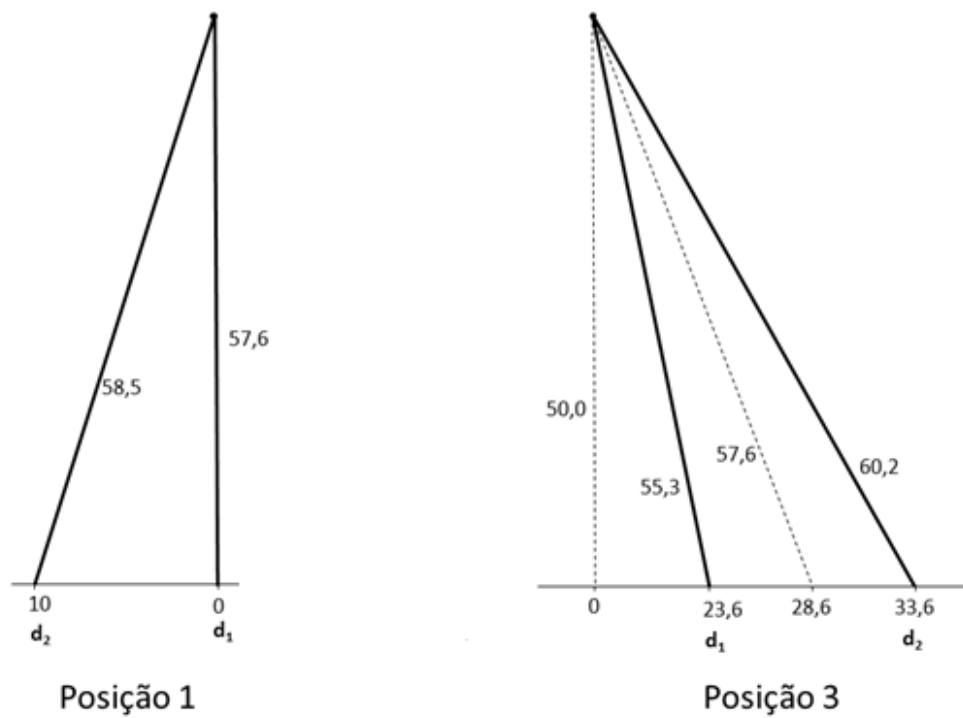


Figura 5.7: Esquema representativo das alterações das distâncias percorridas pelo feixe de radiação na posição 3 da ampola, comparativamente à sua posição original (posição 1).

Tal como é possível observar, ao longo de um varrimento de 10 cm, as distâncias percorridas pelo feixe na posição 1 variam cerca de 0,9 cm, enquanto que para a posição 3 esta variação é de cerca de 4,9 cm. O valor de carga obtido em d_2 e d_1 será diferente devido ao efeito provocado pela lei do inverso do quadrado da distância, sendo que essa diferença pode ser quantificada para cada um dos casos através das seguintes expressões:

$$\frac{d_1}{58,5^2} = \frac{d_2}{57,6^2} \Leftrightarrow \frac{d_1}{d_2} = 1,031 \quad 5.1$$

$$\frac{d_1}{60,2^2} = \frac{d_2}{55,3^2} \Leftrightarrow \frac{d_1}{d_2} = 1,185 \quad 5.2$$

Assim, é possível concluir que o efeito do inverso do quadrado da distância influencia em cerca de 3,1% os resultados na posição 1 (Equação 5.1) e em cerca de 18,5% os resultados na posição 3 (Equação 5.2). Este efeito permite então, ao colocar a ampola na posição 3, que o valor de carga em d_2 seja cerca de 18,5% inferior à carga em d_1 . Este facto contribui assim para a obtenção de um patamar, no perfil do campo de radiação neste eixo, uma vez que permite diminuir o efeito provocado pelo efeito anódico.

Foi ainda considerado o efeito da atenuação dos fótons no ar, contudo, dado o reduzido valor do coeficiente de atenuação do ar ($\mu/\rho_{ar} = 3,538 \times 10^{-1} \text{ cm}^2/\text{g}$, $\rho_{ar} = 1,12 \times 10^{-3}$), a alteração da intensidade do feixe devido a este factor é bastante reduzida.

Assim, e dado que a posição do ânodo e do berílio, correspondente à janela da ampola, se mantêm inalteradas para as três posições da ampola, não modificando a absorção de fótons que ocorre no seu interior, o factor que irá alterar substancialmente o perfil do campo é o efeito produzido pela lei do inverso do quadrado da distância.

Foram então realizados os varrimentos com a câmara de ionização no eixo cátodo-ânodo para cada uma destas inclinações da ampola, sendo o gráfico da Figura 5.8 o conjunto dos resultados obtidos, normalizados, para cada uma dessas três posições.

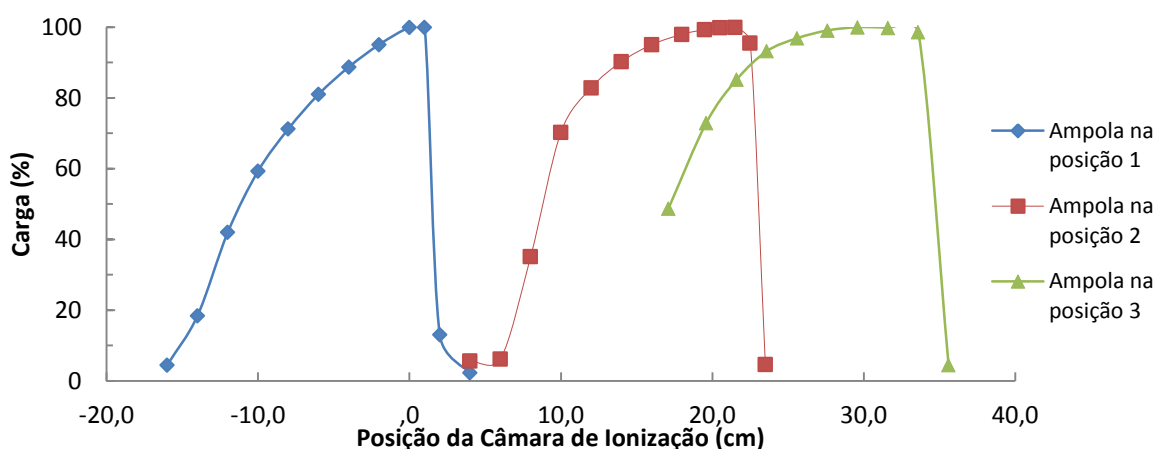


Figura 5.8: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação para as três posições da ampola representadas na Figura 5.6. Perfis obtidos com uma tensão na ampola de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.

Os resultados do gráfico da Figura 5.8 foram obtidos sem utilização de qualquer filtração adicional à filtração inerente da ampola e sem a presença de qualquer colimador. Tal como esperado, as alterações na ampola produziram campos de radiação com perfis mais próximos do exigido pela norma. Enquanto que na posição original da ampola se obtinha um perfil de campo cuja variação na intensidade da radiação era inferior a 5% em apenas 3 cm do total do tamanho do campo, para a ampola na posição paralela ao detector este valor aumentou para 5,5 cm. Ao inclinar a ampola na direcção oposta à da sua inclinação original, o tamanho do patamar obtido no perfil do campo no eixo cátodo-ânodo aumentou de 5,5 para 8 cm, pelo que se prosseguiu no trabalho experimental com a ampola nesta posição. Assim, todos os resultados experimentais apresentados em seguida correspondem a dados obtidos com a ampola do mamógrafo colocada na posição 3 da Figura 5.6.

5.2.3 Simulação em Monte Carlo

Através de código de Monte Carlo, foram realizadas simulações de sistemas com características o mais próximas possível às existentes experimentalmente, tendo em conta que eram desconhecidos algumas destas características relativamente ao interior da ampola, nomeadamente o ângulo exacto do ânodo e a dimensão do foco.

Os métodos de Monte Carlo são bastante utilizados actualmente para a resolução de problemas físicos e matemáticos de elevada complexidade, em particular os problemas que envolvem várias variáveis independentes, para os quais os métodos numéricos convencionais requereriam valores elevados de memória e tempo no computador [NEA 2006].

No que diz respeito às simulações de Monte Carlo do transporte da radiação, o percurso de uma partícula é visto como uma sequência aleatória de voos livres que terminam com uma interacção, na qual a partícula muda a direcção do seu movimento, perde energia e, ocasionalmente, produz partículas secundárias. O percurso de cada partícula é iniciado numa dada posição, com direcção e energia iniciais de acordo com as características da sua fonte. O “estado” de uma partícula após uma interacção é definido através das coordenadas da sua posição, energia e direcção no seu percurso. A simulação de Monte Carlo de um determinado arranjo experimental consiste numa geração numérica de eventos aleatórios. Para simular estes eventos é necessário um modelo de interacção, ou seja, um conjunto de secções eficazes diferenciais (DCS – *Differential Cross Sections*) para os mecanismos de interacção relevantes. As DCS determinam as funções de distribuição de probabilidade (PDF – *Probability Distribution Functions*) das variáveis aleatórias que caracterizam o percurso: o percurso livre entre sucessivas interacções, o tipo de interacção que ocorre, a perda de energia e deflexão angular numa interacção em particular e ainda, o estado inicial das partículas secundárias emitidas, se for esse o caso. Com conhecimento dos PDFs, podem ser gerados eventos aleatórios, utilizando métodos de amostragem adequados, e, se o número de eventos for suficientemente elevado, pode ser retirada deste processo informação quantitativa sobre o processo de transporte [NEA 2006].

Devido à componente aleatória do método de Monte Carlo os resultados estão associados a incertezas estatísticas. No entanto, estas incertezas podem ser reduzidas através do aumento de eventos ocorridos durante a simulação, ou seja, o aumento do tempo de simulação necessário, uma vez que este factor é controlado pelo utilizador [NEA 2006].

As simulações do transporte de radiação ao longo de vários materiais envolvem operações ao nível da física (determinação do percurso da partícula até à interacção seguinte, amostragem aleatória das diferentes interacções) e ao nível da geometria do sistema (deslocamentos no espaço, alterações de interface,...). O material existente no sistema consiste num número de corpos homogéneos limitados por superfícies bem definidas. A evolução das partículas em cada

material homogéneo é determinada pela simulação física, que funciona como se a partícula se encontrasse a movimentar num meio infinito com uma dada composição. As simulações em Monte Carlo permitem a existência de diferentes meios, cujas propriedades de interacção foram colocadas em memória antes de correr a simulação. A simulação ao nível da geometria do sistema permite dirigir a ocorrência dos eventos relativos às partículas, determinando o meio activo e alterando-o quando a partícula atravessa um determinado interface. A geometria do sistema é definida no ficheiro de entrada. Este ficheiro consiste num conjunto de dados, que definem os diferentes elementos, nomeadamente superfícies e volumes, resultantes de intersecção e união de diversas formas geométricas. O ficheiro de entrada contém ainda informação sobre os materiais das superfícies, o modo de transporte, a fonte e os registos. Este conjunto de dados encontra-se num número de linhas de texto estritamente formatadas [NEA 2006].

O código de Monte Carlo estima uma determinada grandeza (fluxo de partículas, energia depositada, etc.), isto é, fornece a informação pretendida da simulação realizada. Esta informação é registada no ficheiro de saída.

É ainda necessário referir que nas simulações em Monte Carlo realizadas neste trabalho existem algumas simplificações relativamente à situação experimental, nomeadamente, o facto de ser simulada uma fonte pontual e monoenergética.

Foram realizadas simulações em Monte Carlo com o objectivo de obter os espectros de energia para um ânodo de molibdénio, com e sem a presença de filtração. O tempo de simulação utilizado para obter estes resultados foi de 13000 minutos e 100000 o número de partículas simulado. Os resultados obtidos encontram-se na Figura 5.9.

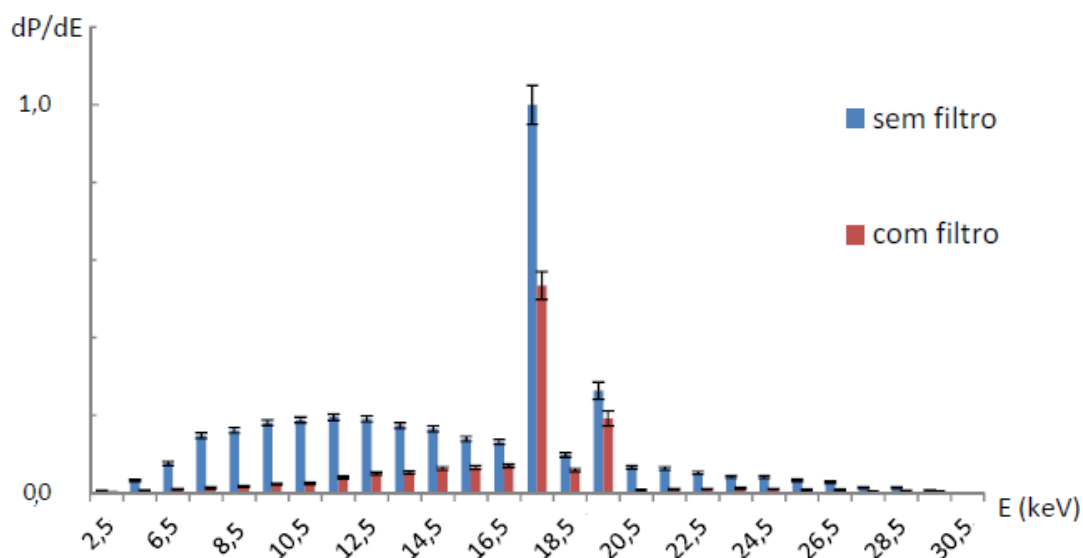


Figura 5.9: Espectros de energia dos raios X com ânodo de molibdénio, número de fotões por unidade de energia, dP/dE , em função da energia, E . Resultados obtidos por simulação em Monte Carlo, sem filtração e com filtração de 30 μm de molibdénio, para tensões anódicas de 30kV.

Através do gráfico da Figura 5.9, é possível observar que o espectro de raios X sem a presença do filtro de molibdénio apresenta uma maior contribuição das baixas energias, as energias com valores inferiores ao primeiro pico característico. Também para energias superiores ao segundo pico do espectro, a presença do filtro permite reduzir a sua contribuição. Assim, e tal como se esperava, é possível concluir que a presença do filtro de molibdénio permite a utilização dos picos característicos com redução da contribuição dos restantes valores de energia que não são utilizados para a mamografia. Este espectro permite também evidenciar o efeito da descontinuidade K do molibdénio provocado pela utilização de um filtro deste material, tal como referido no capítulo 3. Devido a este efeito, ou seja, devido ao facto de o valor do coeficiente de atenuação ser bastante inferior para as energias correspondentes ao segundo pico do espectro, a redução que o filtro provoca neste pico é bastante inferior à verificada no primeiro pico característico do molibdénio. Para os valores de energia superiores ao valor do segundo pico, o coeficiente de atenuação volta a aumentar, devido à descontinuidade já referida, pelo que a atenuação é superior como se pode verificar no espectro. Os resultados obtidos para os espectros da Figura 5.9 encontram-se então de acordo com as alterações no valor do coeficiente de atenuação, representados na Figura 3.9.

Foram também simuladas cada uma das três posições da ampola, de modo a poder comparar os resultados experimentais dos perfis do campo de radiação com os resultados de simulação. O tempo de simulação utilizado para obter estes resultados foi de 8640 minutos e 10000 o número de partículas simulado.

Os resultados obtidos nestas simulações encontram-se na Figura 5.10.

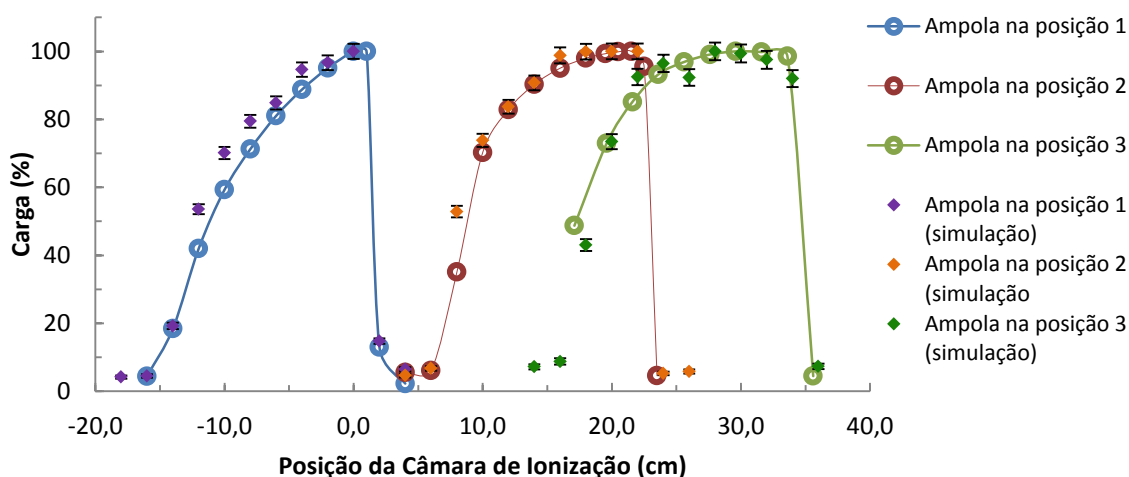


Figura 5.10: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação para as três posições da ampola, representados na Figura 5.6, e resultados do perfil obtidos através de simulação para as respectivas posições.

A Figura 5.10 mostra que os resultados obtidos experimentalmente e os resultados obtidos através da simulação revelam um bom acordo. Tal indica que as considerações feitas para a simulação, relativamente à ampola e à geometria, estão, no essencial, correctas.

Foi ainda realizada uma simulação com a ampola na sua posição original e com uma tensão de 10 kV, por forma a poder comparar estes resultados com o gráfico da Figura 3.18, o gráfico que representa o perfil de campo esperado inicialmente e, cujos resultados foram obtidos através de cálculos que tiveram em consideração a geometria do sistema e os diversos efeitos que contribuem para a não homogeneidade do campo. Os resultados obtidos na simulação com um valor de tensão de 10 kV foram bastante semelhantes aos obtidos para esta posição da ampola com uma energia de 30 kV. Assim, e como os resultados relativos à tensão de 30 kV apresentavam uma melhor estatística, optou-se por comparar o perfil de campo da Figura 3.18 com os resultados da simulação para 30 kV. Estes resultados encontram-se na Figura 5.11.

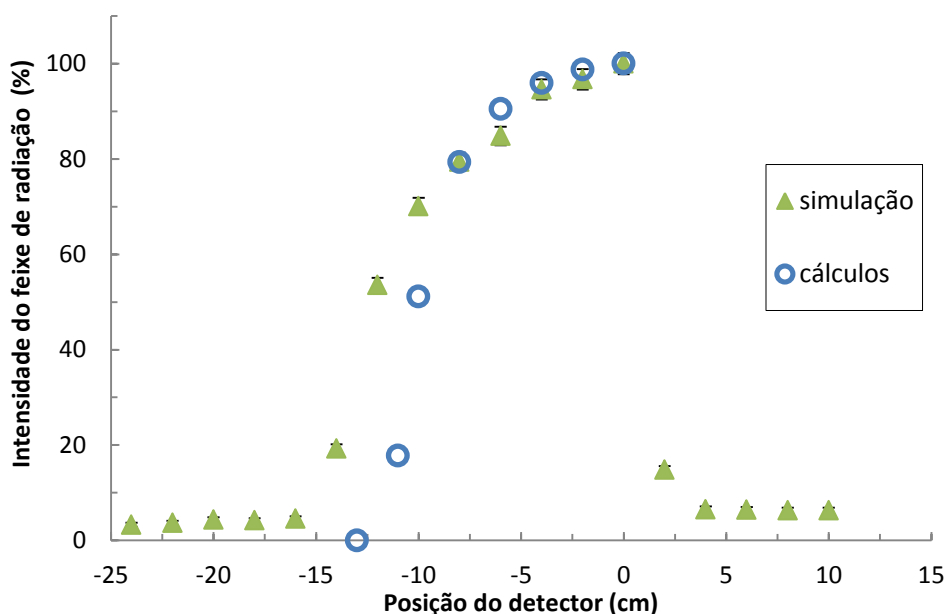


Figura 5.11: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação obtido através de cálculos (Figura 3.18), para a posição original da ampola (posição 1) representada na Figura 5.6, e resultados do perfil obtidos através de simulação para essa mesma posição e para uma tensão na ampola de 30 kV.

Através do gráfico da Figura 5.11 é possível concluir que as curvas do perfil de campo de radiação apresentam duas zonas distintas. Numa primeira zona correspondente à parte do campo mais afastada do ânodo e, por isso com uma maior intensidade do feixe, os resultados apresentam um bom acordo. Na zona do campo mais próxima do ânodo da ampola o mesmo não se verifica. Esta diferença entre os resultados obtidos na simulação e os resultados obtidos através dos cálculos efectuados, referidos no capítulo 3, poderá estar relacionada com aproximações pouco rigorosas que tenham sido feitas relativamente a diversos factores cujo valor exacto não é conhecido.

5.2.4 Filtração

No seguimento do trabalho experimental, foi colocado, após a janela da ampola, um filtro de molibdénio de 30 μm , tal como exigido pela norma IEC 61267 para as qualidades de radiação RQR – M.

Na prática, e devido à inclinação do feixe de radiação, o percurso realizado pelos fotões no interior deste filtro corresponde a (32 ± 2) μm de molibdénio.

Os resultados para o eixo do cátodo-ânodo com a presença do filtro de molibdénio encontram-se na Figura 5.12.

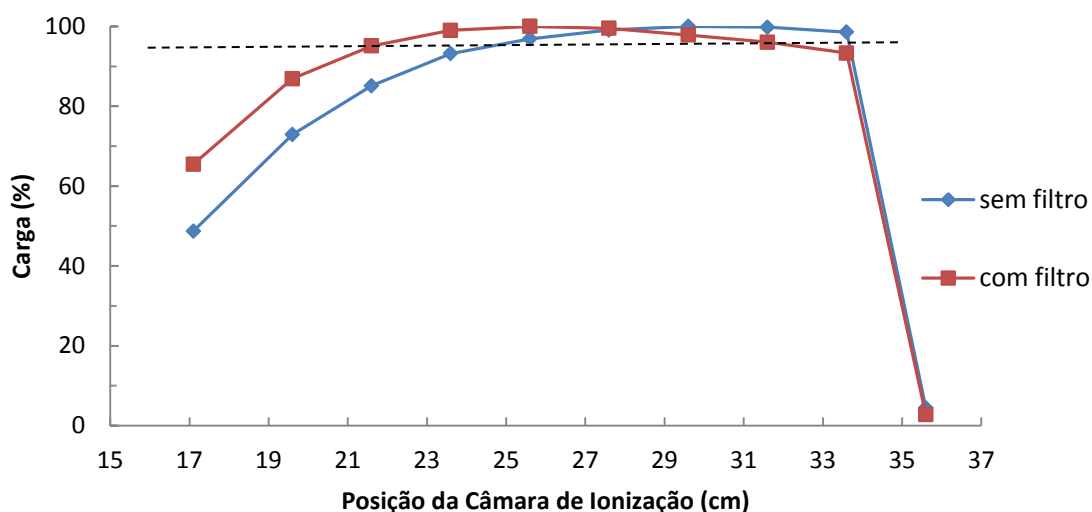


Figura 5.12: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação, com a utilização de um filtro de 30 μm de molibdénio e sem filtração adicional. Perfis obtidos com uma tensão na ampola de 30 kV e um valor de corrente \times tempo de 50 mA \times s.

Tal como esperado, com a presença do filtro de molibdénio o tamanho do patamar do perfil do campo neste eixo aumentou (zona acima do tracejado no gráfico da Figura 5.12), sendo neste caso superior a 10 cm. Assim, e com a utilização de um colimador de tamanho adequado, seria possível obter um campo de radiação com um diâmetro de 10 cm, nos quais não existe variação da intensidade em mais do que 5% do seu valor máximo, tal como o exigido pelo certificado de calibração da câmara de ionização utilizada para a dosimetria.

A utilização deste filtro além de ser um requisito necessário para a obtenção das qualidades de radiação RQR-M, permitiu então melhorar o perfil do campo no eixo cátodo-ânodo, pois ao atravessar este atenuador os fotões iriam percorrer distâncias diferentes. Tal como acontecia para a distância percorrida no ar, também para o filtro de molibdénio, a zona do feixe de radiação de maior intensidade iria percorrer uma maior distância dentro do molibdénio, sendo mais atenuada e, permitindo assim que se obtivesse um perfil de campo com uma zona de patamar superior aos resultados apresentados anteriormente.

5.2.5 Colimação

É também possível observar no gráfico da Figura 5.12 que a zona de patamar não se encontra centrada no perfil do campo. Isto significa que a abertura do colimador deveria ser colocada, relativamente à janela da ampola, por forma a que os 10 cm de campo obtidos correspondessem aos 10 cm de campo na zona de patamar. Assim, além da determinação da abertura do colimador, também a sua posição seria um factor importante.

Em seguida foi realizado novamente o mesmo varrimento da Figura 5.12, mas com a presença de um colimador, com uma abertura de diâmetro igual a 1 cm, colocado junto à janela da ampola, após o filtro de molibdénio.

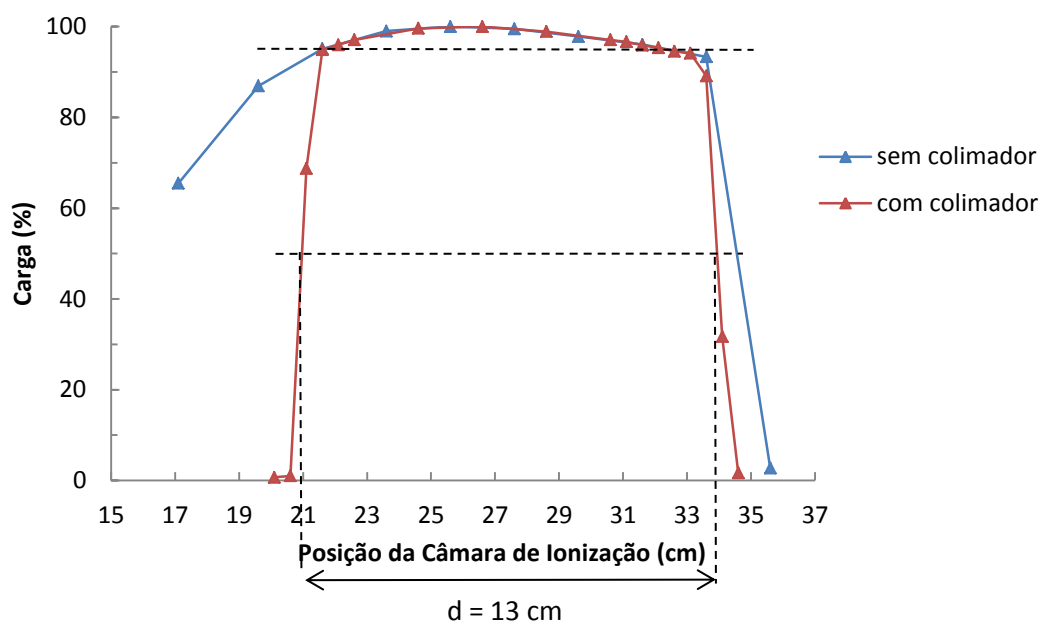


Figura 5.13: Representação normalizada do perfil do eixo cátodo-ânodo do campo de radiação, com a utilização de um colimador com uma abertura de 1 cm e sem colimador. Perfis obtidos com uma tensão de 30 kV na ampola e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.

Através do perfil de campo obtido com este novo varrimento, representado na Figura 5.13, confirmou-se que seria possível obter um campo de radiação nas condições pretendidas e que o colimador necessário deveria possuir uma abertura com um diâmetro inferior a 1 cm.

O esquema da Figura 5.14 permitiu a determinação do tamanho exacto do colimador para que se obtivesse um campo de radiação de 10 cm.

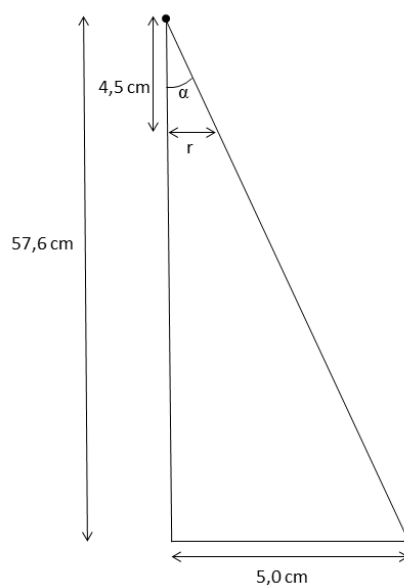


Figura 5.14: Estudo geométrico para a determinação do diâmetro da abertura do colimador para um campo de radiação de diâmetro igual a 10 cm.

Através da Figura 5.14 é possível concluir que o raio, r , da abertura do colimador pode ser determinado através da expressão 5.1.

$$r = 5,0 - (\tan \alpha \times (57,6 - 4,5)) = 5,0 - \left(\frac{5,0}{57,6} \times (57,6 - 4,5) \right) = 0,39 \text{ cm} \quad 5.1$$

Assim, determinado o diâmetro do colimador, 0,78 cm, foi feito um desenho, para a sua posterior construção nas oficinas do IST/ITN. Além do colimador foi também construído um sistema de suporte para que este colimador e a filtração ficassem fixos junto à janela da ampola, de forma segura. Foi necessária a construção deste sistema de suporte pois, a peça que permitia a colocação dos colimadores no mamógrafo havia sido retirada, tal como referido no início deste capítulo, para permitir um estudo do feixe de radiação sem interferência dos objectos que se encontravam originalmente no caminho no feixe de radiação. Os projectos destas duas estruturas podem ser consultados no Anexo B.

Após a construção e instalação do colimador e do novo sistema de suporte deste no mamógrafo, foi colocado à saída da ampola, antes do colimador, o filtro de 30 μm de molibdénio e foram realizados novos varrimentos em ambos os eixos. Estes tinham como objectivo confirmar que se obtinha um campo de diâmetro igual a 10 cm e com uma zona de patamar na qual a intensidade não variava mais do que o limite de 5%.

Os resultados destes perfis encontram-se na Figura 5.14.

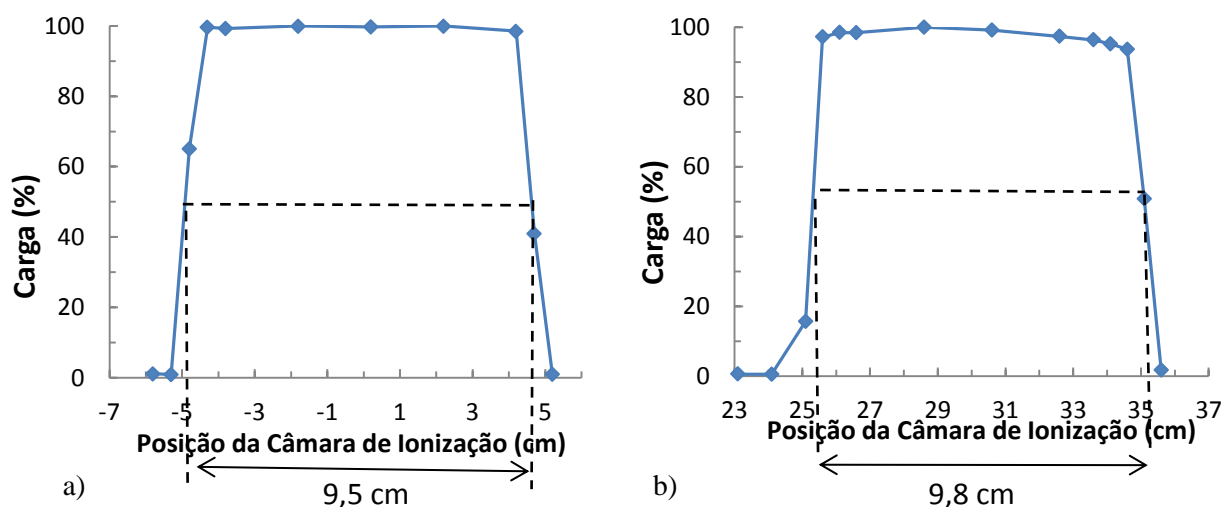


Figura 5.15: Representação normalizada dos perfis do campo de radiação, com um colimador de abertura igual a 0,78 cm. a) Varrimento no eixo perpendicular ao cátodo-ânodo. b) Varrimento no eixo cátodo-ânodo. Perfis obtidos com uma tensão de 30 kV e um valor de corrente×tempo de 50 mA×s.

Nos gráficos da Figura 5.15 é possível observar que o campo apresentava um diâmetro de 9,8 cm no eixo cátodo-ânodo e de 9,5 cm no eixo perpendicular a este. A zona de patamar em que a intensidade da radiação variava menos do que 5% correspondia à totalidade do campo no eixo perpendicular ao eixo cátodo-ânodo e, no outro eixo, este patamar não se prolongava em apenas 0,5 cm do campo. Estes 0,5 cm de campo de radiação em que a variação ultrapassava os 5% da intensidade máxima não iriam afectar os resultados da dosimetria, uma vez que, a câmara de ionização utilizada possuía um diâmetro de 4,2 cm, não sendo portanto colocada nessa zona do campo de radiação. Consequentemente, considerou-se que estavam reunidas as condições para avançar no trabalho experimental.

5.3 Determinação de HVL

A determinação dos valores de HVL para as qualidades de radiação pretendidas foi o passo seguinte deste trabalho, uma vez que, permitiu confirmar se as qualidades de radiação se encontravam realmente caracterizadas de acordo com a norma IEC 61267.

Para tal, foi utilizada a câmara de ionização cilíndrica PTW – 23331 com um volume superior (1 cm^3) à câmara utilizada para a determinação dos perfis do campo de radiação. O colimador utilizado neste procedimento não foi o colimador final de abertura 0,78 cm, mas sim um colimador menor de abertura 0,5 cm. Para a determinação dos valores de HVL é apenas necessário que a câmara de ionização tenha a totalidade do seu volume irradiada, ou seja, que a câmara se encontre na sua totalidade dentro do campo de radiação, o que é possível com um campo menor do que o exigido pelo certificado da câmara utilizada para a dosimetria. A

filtração utilizada à saída da ampola foi composta pelo filtro de molibdénio de 30 µm sempre presente em todas as medições efectuadas e ainda por várias folhas de alumínio, utilizadas de modo a permitir a realização de uma curva de atenuação, para determinar o valor do HVL para cada uma das qualidades de radiação RQR-M. Assim, e como os valores destes HVL referidos na norma IEC 61267 para estas qualidades de radiação variam entre 0,28 e 0,36 mm de alumínio, foram utilizadas quatro folhas de alumínio de espessuras iguais a 0,12, 0,25, 0,52 e 1,03 mm de alumínio. A utilização destas folhas permitiu a determinação de seis valores, correspondentes a valores de espessura de 0, 0,12, 0,25, 0,52, 0,77 e 1,03 mm de alumínio. Para cada valor de espessura de alumínio foram realizadas 10 medidas de carga e posteriormente foram calculadas as médias e desvios padrão respectivos.

Após a obtenção destes seis valores foi realizado o ajuste de uma função aos valores de carga obtidos em função da espessura adicional de alumínio, para cada uma das qualidades de radiação, que se encontram representadas nos gráficos das Figuras 5.16 a 5.19.

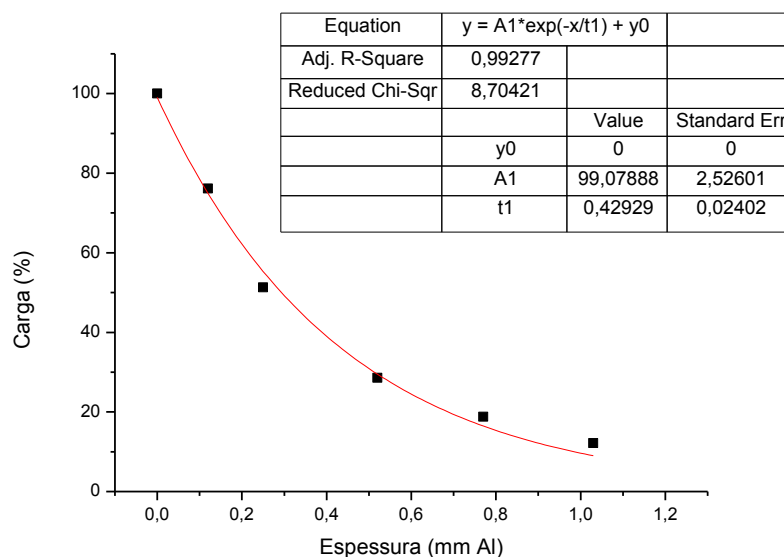


Figura 5.16: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 1 (25 kV).

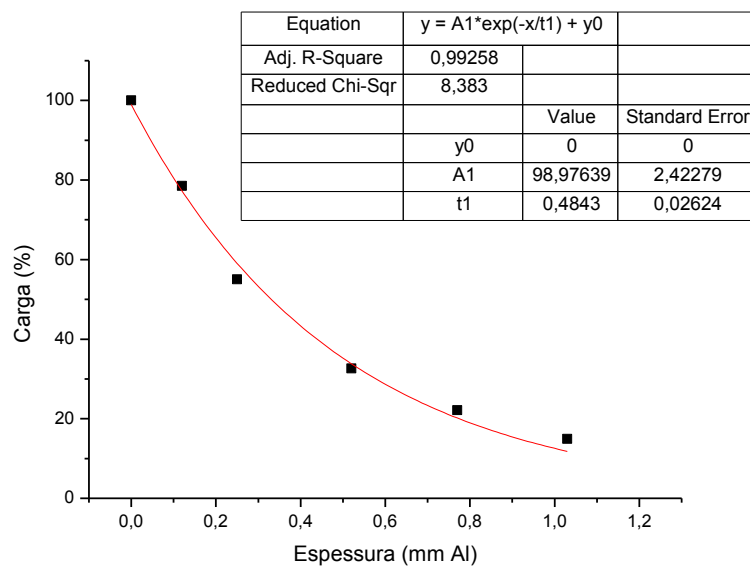


Figura 5.17: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 2 (28 kV).

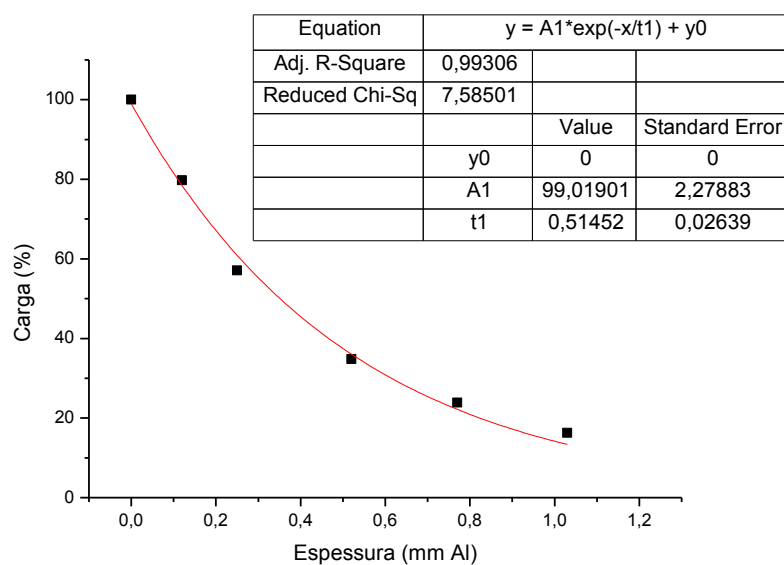


Figura 5.18: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 3 (30 kV).

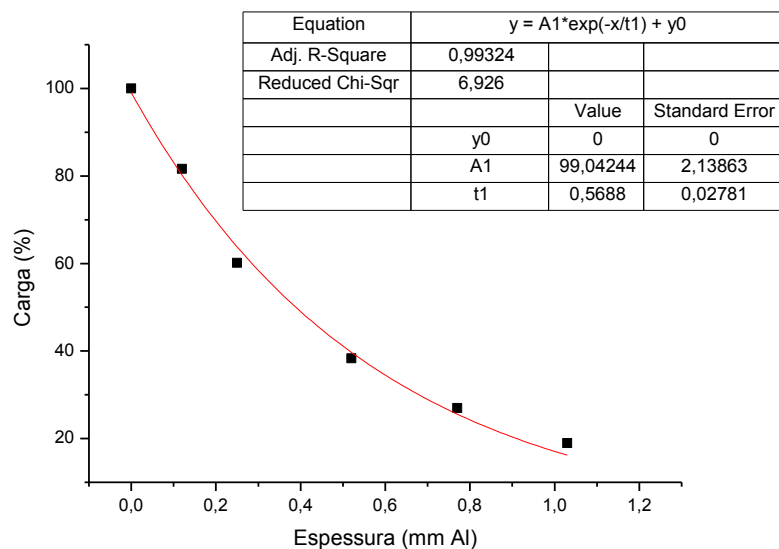


Figura 5.19: Curva de Atenuação obtida para a qualidade de radiação RQR-M 4 (35 kV).

Na Tabela 5.1 encontram-se indicados os valores dos parâmetros do ajuste utilizado, para as quatro qualidades de radiação RQR-M.

Tabela 5.1: Parâmetros de ajuste utilizados para as curvas de atenuação das qualidades de radiação RQR-M 1 a RQR-M 4.

Qualidade de Radiação	R^2_{ajs}	χ^2_{red}	A_1	t_1
RQR – M 1	0,99277	8,70421	99,07888	0,42929
RQR – M 2	0,99258	8,383	99,97639	0,4843
RQR – M 3	0,99306	7,58501	99,01901	0,51425
RQR – M 4	0,99324	6,926	99,04244	0,5688

O ajuste realizado é um bom ajuste, como se comprova pelo valor do coeficiente de correlação R^2 , uma vez que este é bastante próximo de 1. Relativamente ao segundo coeficiente, χ^2_{red} , quanto menor o seu valor, melhor se pode considerar o ajuste realizado.

Após a construção das curvas foram então determinados os valores de HVL, recorrendo aos parâmetros das funções de ajuste, referidos na tabela 5.2. Em suma, foi determinado o valor de espessura que correspondia a uma diminuição da intensidade do feixe de radiação de 50%, segundo a equação 5.2.

$$A_1 \cdot e^{-x/t_1} = 50 \Leftrightarrow x = -t_1 \times \ln\left(\frac{50}{A_1}\right) \quad 5.2$$

Assim, e considerando a equação 5.2, o cálculo das incertezas foi obtido pela Lei de Propagação das Incertezas, pela equação 5.3, não sendo considerados os termos de segunda ordem.

$$\begin{aligned}
 u(x)^2 &= \left(\frac{\partial x}{\partial A_1}\right)^2 \cdot u(A_1)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial t_1}\right)^2 \cdot u(t_1)^2 \\
 &= \left(\frac{t_1}{A_1}\right)^2 \cdot u(A_1)^2 + \ln\left(\frac{50}{A_1}\right)^2 \cdot u(t_1)^2
 \end{aligned}
 \tag{5.3}$$

Os resultados encontram-se resumidos na Tabela 5.2:

Tabela 5.2: Qualidade de radiação, potencial na ampola, valor de HVL obtido experimentalmente e valor de HVL referido na norma IEC 61267.

Qualidade de Radiação	Tensão na Ampola (kV)	HVL (mm Al)	
		LMRI	Norma IEC 61267
RQR-M 1	25	0,29 ± 0,02	0,28
RQR-M 2	28	0,34 ± 0,02	0,31
RQR-M 3	30	0,35 ± 0,02	0,33
RQR-M 4	35	0,39 ± 0,02	0,36

Os resultados obtidos para os HVL de cada qualidade de radiação RQR-M encontram-se de acordo com os valores da norma IEC 61267, considerando a incerteza de ± 0,02 dos valores indicadas na norma. Assim, é possível concluir que estas qualidades de radiação são adequadas para os objectivos deste trabalho, nomeadamente a realização da dosimetria.

5.4 Dosimetria das Qualidades de Radiação

Uma vez reunidas todas as condições, nomeadamente, a correcta definição das qualidades de radiação, confirmada através da determinação dos seus valores de HVL, e um campo de radiação nas condições referidas no certificado de calibração da câmara de ionização a utilizar, procedeu-se então à realização da dosimetria para as qualidades de radiação RQR – M. Tal como já foi referido anteriormente, a câmara de ionização utilizada foi câmara de placas paralelas PTW – 34096, calibrada na PTW na Alemanha, em 2010. A câmara foi colocada no centro do campo de radiação correspondente aos perfis da Figura 5.14, isto é, o campo de radiação obtido com o colimador de 0,78 cm e a filtração adicional de (32 ± 2) µm de molibdénio. Na Figura 5.20 encontra-se uma fotografia do sistema experimental utilizado na realização da dosimetria.



Figura 5.20: Fotografia do sistema utilizado para a realização da dosimetria.

Foram então realizadas cinco séries de 10 medições cada, para cada uma das quatro qualidades de radiação RQR-M 1 a RQR-M 4. Cada uma destas medidas foi corrigida pelo factor de correcção correspondente à temperatura e pressão, C_{pt} , tal como todas as medidas efectuadas anteriormente, quer nos perfis do campo, quer na determinação dos valores de HVL.

Os 10 valores de carga corrigidos para a pressão e temperatura obtidos em cada série apresentaram valores de desvio padrão entre 0,07% e 0,04% do valor da média. Na Figura 5.21 encontra-se um gráfico exemplificativo com os valores obtidos numa destas séries de medidas:

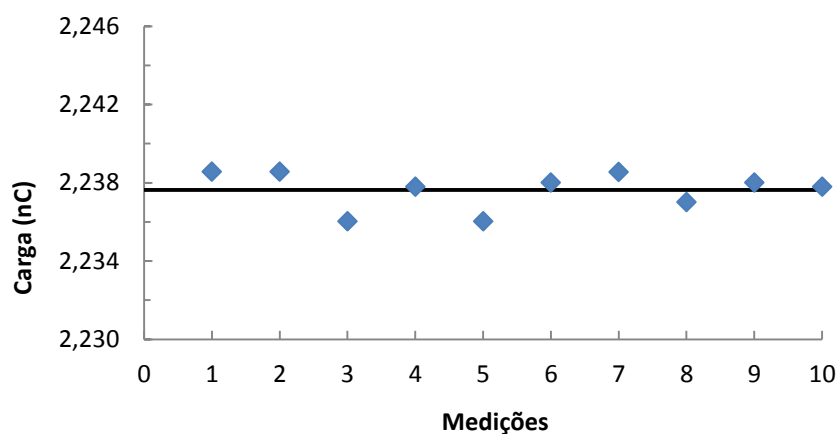


Figura 5.21: Gráfico dos valores de carga, corrigida relativamente a pressão e temperatura, obtidos para uma série de 10 medições, correspondente à dosimetria para a qualidade de radiação RQR-M 4. A linha preta representa a média dos 10 valores de medida registados.

Na Figura 5.22 encontra-se um gráfico com os valores da média obtidos para 5 séries completas, sendo que para as várias séries realizadas, o desvio padrão entre os seus valores variou entre 0,08% e 0,01% do valor médio.

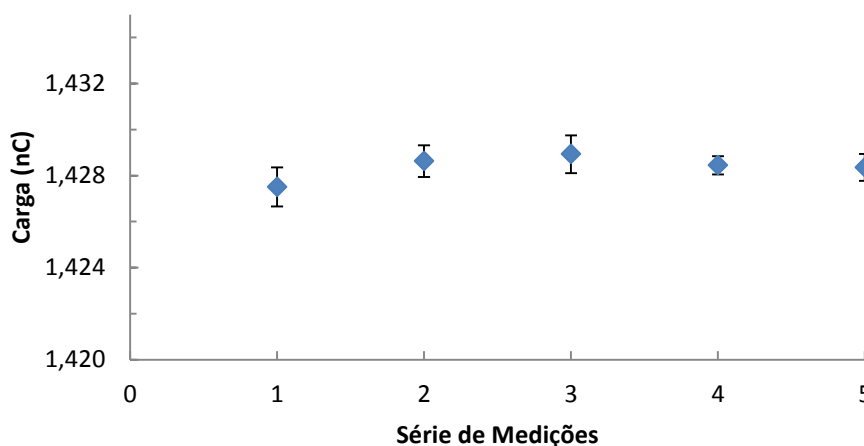


Figura 5.22: Gráfico dos valores da média dos 10 valores de carga corrigida, de cada série de medidas, para a qualidade de radiação RQR-M 3.

Foram ainda realizadas várias repetições da dosimetria para uma das qualidades de radiação, RQR-M 3, com o objectivo de verificar qual a dispersão dos valores obtidos de kerma no ar. Em cada uma destas repetições a câmara de ionização foi retirada do suporte e foi feito um reposicionamento desta no ponto de referência. Deste modo, foi possível avaliar o posicionamento da câmara de ionização e, obter informação acerca das alterações que este parâmetro provoca no resultado final. Os resultados obtidos encontram-se na Figura 5.23.

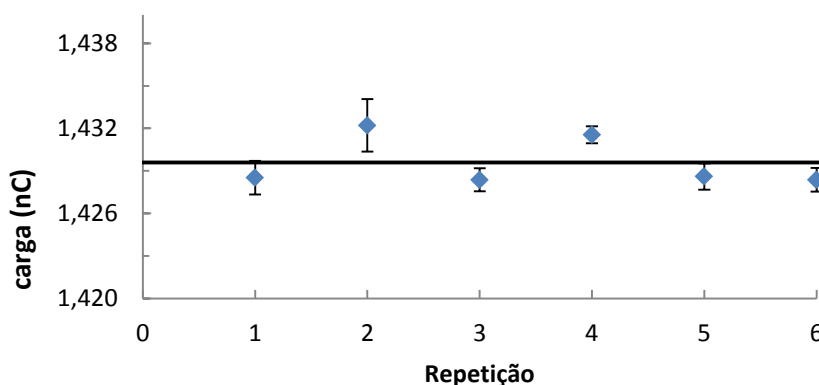


Figura 5.23: Gráfico dos valores de carga obtidos para várias repetições da dosimetria para a qualidade de radiação RQR-M 3. A linha a preto representa a média dos valores.

A média obtida dos valores da Figura 5.23 foi de 1,430 nC e o desvio padrão foi de 0,0018 nC. Este valor de desvio padrão irá ser considerado mais à frente neste capítulo para o cálculo das incertezas.

Os resultados finais obtidos nas medições de carga feitas para cada uma das qualidades de radiação foram os registados na Tabela 5.3.

Tabela 5.3: Qualidade de radiação, tensão na ampola, valor de carga obtido experimentalmente no LMRI e factor de calibração presente no certificado de calibração da câmara de ionização.

Qualidade de Radiação	Tensão na Ampola (kV)	Carga Medida (nC)	Factor de Calibração (Gy/C)
RQR-M 1	25	0,7635	4,570E+06
RQR-M 2	28	1,136	4,480E+06
RQR-M 3	30	1,429	4,435E+06
RQR-M 4	35	2,233	4,390E+06

5.4.1 Simulação em Monte Carlo

Como já foi referido, as câmaras de ionização de placas paralelas devem ser utilizadas de forma a que as suas placas sejam colocadas perpendicularmente ao feixe de radiação. Isto não se verificou ao longo deste trabalho, uma vez que, o feixe de radiação se encontrava inclinado.

Foram realizadas simulações em Monte Carlo com o objectivo de estudar a alteração provocada nos resultados pelo desvio de perpendicularidade do feixe de radiação, relativamente ao detector, ou seja, à câmara de ionização. Assim, através destas simulações pretendeu-se obter os resultados para as duas situações referidas na Figura 5.24:

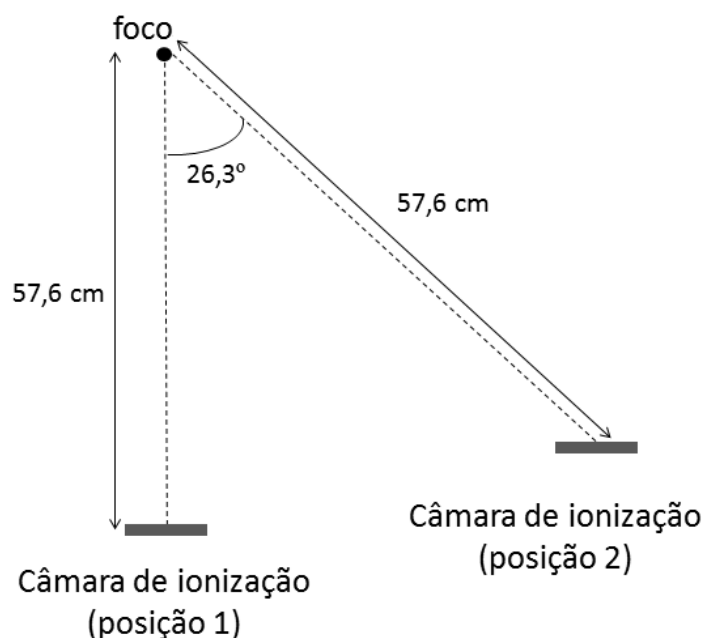


Figura 5.24: Representação esquemática das duas situações simuladas em Monte Carlo.

Foram obtidos os resultados do kerma no ar em cada uma das situações, para cada qualidade de radiação, isto é, para cada valor de tensão na ampola das qualidades de radiação RQR-M. A

definição dos detectores no ficheiro de entrada estava de acordo com as dimensões exactas da câmara de ionização utilizada (PTW – 34096). A câmara de ionização na posição 2 corresponde à geometria utilizada experimentalmente durante a dosimetria e a câmara de ionização na posição 1 corresponde à situação ideal, isto é, a situação de correcta utilização deste detector. Assim, foi possível fazer a razão entre os resultados obtidos nestas duas posições e obter um factor de correcção, que permitisse eliminar o efeito da não perpendicularidade do feixe relativamente à câmara de ionização nos resultados finais da dosimetria.

As razões entre os resultados obtidos na situação da câmara na posição 1 e a câmara na posição 2, ou seja os factores de correcção, para as diferentes qualidades de radiação, encontram-se na Tabela 5.4.

Tabela 5.4: Factores de correcção para a incidência do feixe na câmara de ionização obtidos através de simulação em Monte Carlo.

Qualidade de Radiação	Tensão na Ampola (kV)	Factor de Correcção
RQR-M 1	25	$1,0015 \pm 0,002$
RQR-M 2	28	$1,0032 \pm 0,002$
RQR-M 3	30	$1,0056 \pm 0,002$
RQR-M 4	35	$1,0066 \pm 0,002$

Assim, tendo em conta os valores dos factores de correcção, referidos na Tabela 5.4, bem como os valores de carga das medições efectuadas e factores de calibração, presentes na Tabela 5.3, para cada qualidade de radiação, foi possível determinar o valor de kerma no ar e respectivas incertezas associadas. Estes resultados finais encontram-se na Tabela 5.5.

Tabela 5.5: Qualidade de radiação, tensão na ampola e valor de Kerma no ar, com respectiva incerteza, obtido experimentalmente no LMRI.

Qualidade de Radiação	Tensão na Ampola (kV)	Kerma no Ar (mGy)
RQR-M 1	25	$3,495 \pm 0,176$
RQR-M 2	28	$5,107 \pm 0,258$
RQR-M 3	30	$6,371 \pm 0,322$
RQR-M 4	35	$9,868 \pm 0,500$

As incertezas presentes nesta tabela representam um nível de confiança de aproximadamente 95%, com um factor de expansão de $k = 2$, e correspondem a valores de incerteza relativos de cerca de 5%.

5.4.2 Incertezas

A incerteza de uma medição corresponde ao parâmetro associado ao resultado desta medição, sendo a caracterização da dispersão de valores que podem ser atribuídos à mensuranda, ou seja, a grandeza submetida à medição. Em geral, no que diz respeito à calibração, existe uma mensuranda, ou grandeza de saída Y que depende de certo número de grandezas de entrada X_i ($i = 1, 2, \dots, N$), de acordo com a relação expressa na equação 5.4 [IPQ 2005].

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_N) \quad 5.4$$

Na maioria dos casos, f será uma expressão analítica, ou um grupo destas expressões com factores de correcção incluídos. As grandezas de entrada X_i são agrupadas de acordo com o modo como foram determinadas, o seu valor e a incerteza associada. Assim, existe o grupo das grandezas cuja estimativa e incerteza associadas são determinadas através da medição, sendo que podem possuir correcções das grandezas de influência como a temperatura ambiente, a pressão atmosférica e a humidade relativa. O outro grupo destas grandezas corresponde às grandezas para as quais a estimativa e incerteza associadas são de origem externa à medição, tais como as associadas aos padrões de medição calibrados ou aos dados de referência obtidos de manuais [IPQ 2005].

A incerteza da medição associada às estimativas das grandezas de entrada é considerada de acordo com o método de avaliação, sendo que pode ser considerada do tipo A ou do tipo B. A avaliação do tipo A da incerteza-padrão corresponde ao método da avaliação da incerteza pela análise estatística de uma série de observações. Para este tipo de avaliação a incerteza-padrão corresponde ao desvio-padrão experimental da média. Quanto ao tipo B, é o tipo de avaliação da incerteza por outros métodos que não o da análise estatística de uma série de observações. Neste caso a incerteza-padrão é avaliada através da informação científica disponível sobre a possível variabilidade de X_i [IPQ 2005].

Neste trabalho, tal como referido anteriormente, para a dosimetria das qualidades de radiação foi considerado o valor de kerma no ar (K_{ar}), sendo esta mensuranda dada em [mGy] e determinada segundo a equação 5.5.

$$K_{ar} = M \times C_{PT} \times C_H \times N_K \times F_C \quad 5.5$$

Nesta equação, M corresponde ao valor de carga lido no electrómetro, expresso em [C]. O factor C_{PT} proporciona a necessária correcção com os valores de pressão e temperatura no momento da medição, sendo um factor adimensional. A correcção relativa à humidade é dada pelo factor C_H , também este sem dimensões. Apesar de o código de prática TRS 457 referir que para valores de humidade relativa entre os 30% e os 80% não é necessária esta correcção, a sua

incerteza pode ser considerada para a incerteza associada ao valor de kerma no ar. N_K representa o coeficiente de calibração em termos de kerma no ar, referido no certificado de calibração da câmara de ionização utilizada para a dosimetria, ou seja, o valor obtido no laboratório padrão, expresso em $[mGy.C^{-1}]$. Por último, F_C corresponde ao factor de correcção para a direcção de incidência do feixe de radiação, obtida através de simulação em Monte Carlo, tal como referido na secção anterior, sendo que este factor é também adimensional. Assim, como a grandeza kerma no ar está dependente das grandezas e factores referidos, o cálculo da sua incerteza é feito recorrendo à lei da propagação das incertezas, através da expressão 5.6.

$$u_{K_{ar}}^2 = \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial M}\right)^2 \cdot u_M^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial C_{PT}}\right)^2 \cdot u_{C_{PT}}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial C_H}\right)^2 \cdot u_{C_H}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial N_K}\right)^2 \cdot u_{N_K}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial F_C}\right)^2 \cdot u_{F_C}^2 \quad 5.6$$

O coeficiente de correcção para a pressão e temperatura, C_{PT} , pode ser expresso pela equação 5.7.

$$C_{PT} = \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \quad 5.7$$

Em que T e P , correspondem à temperatura e pressão no momento da medição, expressas em °C e hPa, e, T_0 e P_0 correspondem à temperatura e pressão de referência, dadas por 293,15 K e 1013,25 hPa, respectivamente.

Assim, a expressão anterior pode ser reescrita da seguinte forma:

$$K_{ar} = M \times \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times C_H \times N_K \times F_C \quad 5.8$$

E a expressão correspondente à lei da propagação das incertezas pode ser escrita como:

$$u_{K_{ar}}^2 = \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial M}\right)^2 \cdot u_M^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial T}\right)^2 \cdot u_T^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial P}\right)^2 \cdot u_P^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial C_H}\right)^2 \cdot u_{C_H}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial N_K}\right)^2 \cdot u_{N_K}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial F_C}\right)^2 \cdot u_{F_C}^2 \quad 5.9$$

Nesta equação $\left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial X_i}\right)$ representa o coeficiente de sensibilidade associado à estimativa da grandeza X_i , enquanto que o parâmetro u_{X_i} é a incerteza associada a essa mesma grandeza.

A incerteza associada à medição efectuada pelo electrómetro, u_M , é dada pela soma de várias contribuições, nomeadamente o desvio padrão da média das leituras efectuadas no electrómetro (incerteza do tipo A), S_{SD} , a incerteza associada à resolução do electrómetro (incerteza do tipo B), S_{RE} , a incerteza associada ao posicionamento da câmara (incerteza do tipo B), u_{PO} , e ainda

da dispersão de valores proveniente da repetição da dosimetria, também relacionada com o posicionamento da câmara (incerteza do tipo B), u_D , nomeadamente com o desvio padrão da média das repetições efectuadas para a dosimetria (dado proveniente do gráfico da Figura 5.23), S_D . Em suma, a incerteza padrão, relativamente à medida lida no electrómetro é dada pela equação 5.10.

$$u_M^2 = (u_{SD})^2 + (u_{RE})^2 + (u_{PO})^2 + (u_D)^2 = \left(\frac{S_{SD}}{\sqrt{n}}\right)^2 + \left(\frac{S_{RE}}{\sqrt{3}}\right)^2 + u_{PO}^2 + \left(\frac{S_D}{\sqrt{3}}\right)^2 \quad 5.10$$

O desvio padrão experimental, correspondente à incerteza do tipo A, é dividido por \sqrt{n} , sendo n o número de medições efectuadas, por forma a obter o valor do desvio padrão da média. Quanto às incertezas do tipo B, são caracterizadas por uma distribuição de probabilidade rectangular, pelo que os parâmetros são divididos pelo factor $\sqrt{3}$. A incerteza associada ao posicionamento da câmara é dada pela diferença entre o valor de carga medido pelo electrómetro e o valor de carga obtido pela lei do inverso do quadrado da distância, considerando que existe uma incerteza no posicionamento da câmara de ± 2 mm, ou seja:

$$u_{PO} = \frac{M - M_{calculado}}{\sqrt{3}} \quad 5.11$$

O parâmetro $M_{calculado}$ é dado pela equação 5.12.

$$M_{calculado} = \frac{M \times 57,6^2}{(57,6 + 0,2)^2} \quad 5.12$$

Os 57,6 cm correspondem à distância do plano de referência, no qual foram realizadas as medidas.

A incerteza padrão u_T corresponde à incerteza associada à resolução do termómetro, S_{RT} , e, como é uma incerteza do tipo B, o valor da resolução do termómetro é dividido pelo factor $\sqrt{3}$:

$$u_T^2 = \left(\frac{S_{RT}}{\sqrt{3}}\right)^2 \quad 5.13$$

A incerteza padrão u_P tem origem na incerteza associada à resolução do barómetro, pelo que, tal como a incerteza associada à resolução do termómetro, é uma incerteza do tipo B, sendo a resolução do aparelho dividida pelo factor $\sqrt{3}$:

$$u_P^2 = \left(\frac{S_{RB}}{\sqrt{3}}\right)^2 \quad 5.14$$

No que diz respeito à incerteza devido à correcção da humidade, de acordo com a ICRU 31, ao ser considerada uma variação na humidade relativa entre os 30% e os 80%, a sua

contribuição para a incerteza é de 0,04% [LMRI 2011]. Assim, e como esta incerteza também é do tipo B, e portanto, caracterizada por uma distribuição rectangular:

$$u_H^2 = \left(\frac{0,0004}{\sqrt{3}} \right)^2 \quad 5.15$$

A incerteza u_{F_c} é a incerteza obtida nas simulações efectuadas e que correspondeu a 0,2% do factor de correcção, sendo também uma incerteza do tipo B é calculada através da equação 5.16.

$$u_{F_c}^2 = \left(\frac{0,002 \times F_c}{\sqrt{3}} \right)^2 \quad 5.16$$

A incerteza u_{N_K} é referida no certificado de calibração da câmara de ionização.

Um exemplo do cálculo destas incertezas encontra-se disponível para consulta no Anexo C.

5.5 Verificação Metrológica

Após a determinação de todos os resultados apresentados anteriormente, foi possível a utilização de um dosímetro da marca Unfors, nomeadamente o modelo Unfors Xi Platinum Plus, para determinação de HVLs e dosimetria para as qualidades de radiação nas mesmas condições utilizadas ao longo do trabalho, por forma a poder efectuar uma comparação de resultados. Através destes resultados foi verificado o funcionamento deste dosímetro.

Verificou-se que este instrumento não funcionava devidamente quando colocado no campo na posição utilizada anteriormente para a dosimetria, com a câmara de ionização. Este facto deveu-se muito provavelmente ao facto de o feixe de radiação se encontrar inclinado. O dosímetro foi então colocado numa posição perpendicular relativamente ao feixe de radiação e os resultados obtidos encontram-se na Tabela 5.6.

Tabela 5.6: Qualidade de radiação, tensão na ampola, kerma no ar obtido através da câmara de ionização calibrada, kerma no ar medido pelo dosímetro Unfors, Erro Intrínseco Relativo, HVL determinado através de curva de atenuação e HVL medido pelo dosímetro Unfors.

Qualidade de Radiação	Tensão na Ampola (kV)	Kerma no Ar (mGy)		Erro Intrínseco Relativo (%)	Valor de HVL (mm Al)	
		LMRI	Unfors		LMRI	Unfors
RQR-M 1	25	3,495	3,556	1,7%	0,29	0,26
RQR-M 2	28	5,107	5,251	2,8%	0,34	0,30
RQR-M 3	30	6,371	6,547	2,8%	0,35	0,32
RQR-M 4	35	9,868	10,22	3,5%	0,39	0,36

Tal como é possível observar pela Tabela 5.6, todos os valores de HVL obtidos com o dosímetro se encontram de acordo com os valores definidos pela norma IEC 61267, o mesmo acontece para os valores de HVL determinados experimentalmente, que apresentam contudo pequenas diferenças relativamente aos HVL obtidos com o dosímetro. Relativamente à dosimetria realizada com este aparelho, os valores obtidos estão próximos do valor de kerma no ar determinados com a câmara de ionização.

Foi calculado o erro intrínseco relativo, de acordo com a norma IEC 61674, dado pela razão entre a diferença dos dois valores de kerma no ar e o valor obtido experimentalmente com a câmara de ionização, o valor convencionado verdadeiro. Os valores de erro intrínseco relativo são inferiores a 5%, o limite máximo referido na norma IEC 61674, em cujo futuro regulamento de controlo metrológico se irá fundamentar [IEC 1997].

6. Conclusões

O principal objectivo deste trabalho foi a realização da dosimetria das qualidades de radiação RQR-M, utilizadas em radiodiagnóstico, nomeadamente na mamografia. Para tal foi necessário percorrer uma série de etapas, sem as quais não se encontrariam reunidas as condições para a realização da dosimetria destas qualidades de radiação. Para a realização deste objectivo foi utilizado um mamógrafo com uma ampola com ânodo de molibdénio, um filtro de molibdénio e uma câmara de ionização calibrada na Alemanha, no laboratório PTW, cujo certificado de calibração permitiu calcular os valores de kerma no ar para as quatro qualidades de radiação pretendidas, RQR-M 1 a RQR-M 4. As condições utilizadas para a realização da dosimetria na parte final deste trabalho foram as condições indicadas no certificado de calibração da câmara de ionização.

A primeira parte deste trabalho consistiu na criação de um sistema de apoio para o mamógrafo que permitisse deslocar o detector, a câmara de ionização, de forma precisa ao longo do campo de radiação, por forma a poder caracterizar o seu perfil. Após desenho, construção e montagem deste sistema, foram então realizados os varrimentos ao longo dos eixos do campo de radiação, a uma distância de 57,6 cm do foco da ampola, correspondente ao plano de referência segundo o qual a câmara de ionização foi calibrada. Esta caracterização permitiu concluir que o campo de radiação não era uniforme no eixo cátodo-ânodo, nem apresentava as dimensões definidas no certificado de calibração da câmara, sendo então necessário proceder a modificações que permitissem a alterar as suas características. Deste modo, a primeira decisão tomada foi retirar do mamógrafo o sistema que se encontrava à saída da ampola, após a sua janela, deixando o campo de radiação livre da presença de qualquer objecto entre a janela da ampola e a câmara de ionização. Estas alterações não foram suficientes para que se obtivesse o campo com as características desejadas. Depois de analisar esta situação, concluiu-se que a alteração da posição da ampola iria permitir uma maior homogeneidade do campo, uma vez que permitiria uma diminuição da fluência dos fótons na zona do campo com maior intensidade, reduzindo assim a intensidade e uniformizando o feixe de radiação no eixo cátodo-ânodo. Foi construído um sistema que permitiu rodar a ampola, que na sua posição original do mamógrafo se encontrava inclinada, e foram realizadas no mamógrafo as alterações necessárias para este processo. Tal como esperado, esta modificação permitiu alterar a uniformidade do campo no eixo cátodo-ânodo, o perfil do campo neste eixo passou a apresentar uma zona de patamar superior à obtida anteriormente. Apesar de apresentar uma maior uniformidade no eixo cátodo-ânodo, o tamanho do campo de radiação no qual este patamar se prolongava não era ainda suficiente para obter um campo homogéneo com as dimensões definidas no certificado. O passo seguinte consistiu na inclinação da ampola na direcção oposta à sua posição original no mamógrafo, uma vez que tal modificação permitiria aumentar o efeito já produzido na sua

alteração para uma posição paralela à câmara de ionização. O patamar do perfil do campo neste eixo foi, tal como esperado, superior ao obtido com a ampola na posição anterior e, com a utilização da filtração indicada na norma IEC 61267, foi possível obter um campo de radiação cujo perfil apresentava uma zona de patamar superior a 10 cm, o tamanho necessário segundo o certificado de calibração. Através de simulação em Monte Carlo, foram obtidos os perfis do campo de radiação com a ampola em cada uma das suas três posições, revelando-se os resultados destas simulações em bom acordo com os resultados experimentais.

Em seguida, procedeu-se à determinação do tamanho da abertura de um colimador que permitisse a obtenção de um campo de radiação com um diâmetro de 10 cm. Este foi colocado à saída da ampola, por forma a que esses 10 cm correspondessem, no eixo cátodo-ânodo, à zona do campo uniforme.

Após a obtenção de um campo homogêneo e com um diâmetro igual ao definido pela calibração da câmara de ionização, o passo seguinte foi confirmar se as qualidades de radiação se encontravam bem definidas. Para tal, e de acordo com a norma internacional IEC 61267, foram determinados os valores de HVL de cada uma das qualidades, para posterior comparação com os valores definidos nesta norma. Para este processo foram então utilizados diversas folhas de alumínio, com diferentes espessuras, que permitiram a obtenção de curvas de atenuação. O ajuste aos pontos experimentais foi feito através de uma exponencial. Através das expressões obtidas para estas atenuações exponenciais foram calculados os valores de HVL e respectivas incertezas associadas, para cada curva de atenuação, ou seja, para cada uma das quatro qualidades de radiação, RQR-M 1 a RQR-M 4. Os valores obtidos encontravam-se de acordo com os definidos pela norma IEC 61267.

Uma vez caracterizadas as qualidades de radiação de acordo com a norma e tendo o campo de radiação as características exigidas pelo certificado de calibração, procedeu-se então à parte final deste trabalho, a dosimetria das qualidades de radiação RQR-M. Para determinar os valores de kerma no ar, expressos em mGy, foram aplicados aos valores obtidos nas medições com a câmara de ionização o respectivo coeficiente de calibração apresentado no certificado para cada uma das quatro qualidades de radiação. Além deste coeficiente de calibração, foi ainda aplicado um factor que permitiu corrigir o facto de o campo de radiação se encontrar inclinado, não sendo assim um feixe de radiação perpendicular à câmara de ionização. Estes factores de correcção relativos à incidência do feixe de radiação foram determinados através de simulação em Monte Carlo. Nestas simulações foram obtidos os resultados para a situação experimental e para a situação com a câmara posicionada perpendicularmente relativamente ao feixe de radiação, sendo posteriormente obtida a razão entre os valores obtidos com estas duas situações. No cálculo das incertezas relativas aos valores da dosimetria realizada foi considerada a dispersão dos valores nas várias medições (incertezas do tipo A), bem como as informações fornecidas pelos equipamentos, certificados de calibração, simulação em Monte Carlo para o

factor de correcção da incidência do feixe de radiação e, ainda, a informação proveniente da dispersão obtida com a repetição do processo de dosimetria para uma das qualidades de radiação (incertezas do tipo B).

Por fim, e após a realização com sucesso dos principais objectivos deste trabalho, foi ainda realizada uma verificação do funcionamento de um dosímetro da marca Unfors, através de uma comparação dos resultados deste instrumento com os resultados obtidos para a dosimetria ao longo do trabalho.

Bibliografia

- [Ahmed 2007] **Ahmed, S. N.** 2007. *Physics & Engineering of Radiation Detection*.
- [Attix 1986] **Attix, F. H.** 1986. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. JohnWiley & Sons.
- [Ay 2004] **Ay, M. R.; Shahriari, M.; Sarkar, S.; Adib, M.; Zaidi, H.** 2004. *Monte Carlo simulation of x-ray spectra in diagnostic radiology and mammography using MCNP4C*. Phys. Med. Biol., Vol.49, pages 4897-4917.
- [Ay 2005] **Ay, M. R.; Sarkar, S.; Shahriari, M.; Sardari, D.; Zaidi, H.** 2005. *Assessment of diferente computational models for generation of x-ray spectra in diagnostic radiology and mammography*. Med. Phys., vol.32, pages 1660-1675.
- [Bhat 1998] **Bhat, M.; Pattison, J.; Bibbo, G.; Caon, M.** 1998. *Off-axis x-ray spectra: Ac comparison of Monte Carlo simulated and computed x-ray spectra with measured spectra*. Med. Phys., vol. 26, no.2, pages 303-309.
- [Chaves 2004] **Chaves, A. B.** 2004. *Monte Carlo Simulation Applies to Dosimetry of Narrow High-Energy Photon Beams used in Radiosurgery*. PhD thesis, Faculdade de Ciências – Universidade de Lisboa.
- [Delis 2004] **Delis, H.; Spyrou, G.; Tzanakos, G.; Panayiotakis, G.** 2004. *The influence of mammography X-ray spectra on absorbed energy distribution in breast: Monte Carlo simulation studies*. Radiation Measurements, vol. 29, pages 149-155.
- [deWerd 2002] **deWerd, L. A.; Micka, J. A.; Laird, R. W.; Pearson, D. W.; O'Brien, M.; Lamperti, P.** 2002. *The effect of spectra on calibration and measurement with mammographic ionization chambers*. Medical Physics, vol. 29, pages 2649-2654.
- [Dresner 1965] **Dresner, D. L.** 1965. *Principles of Radiation Protection Engineering*.

- [Fung 2000] **Fung, K. K. L.; Gilboy, W. B.** 2000. *“Anode Heel Effect” on patient dose in lumbar spine radiography*. The British Journal of Radiology, vol. 73, pages 531-536.
- [Góis 2011] **Góis, D. C. P.** 2011. Caracterização das qualidades de radiação de uma ampola de raios x com ânodo de tungsténio no âmbito da mamografia. Master’s thesis, Faculdade de Ciências e Tecnologia - Universidade Nova de Lisboa.
- [Howarth 2008] **Howarth, P.; Redgrave, F.** 2008. *Metrology – In Short*”. EURAMET.
- [IAEA 2011] **IAEA.** 2011. *International Atomic Energy Agency*. [online] Disponível em: <http://www.iaea.org/> [Consultado em Maio de 2012].
- [IAEA 2002] **IAEA.** 2002. *Radiation Protection in Diagnostic and Interventional Radiology*. IAEA Post Graduate Educational Course in Radiation Protection and Safe Use of Radiation Sources.
- [ICRP103 2007] **ICRP103** 2007. *The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. International Commission on Radiological Protection.
- [ICRU85 2011] **ICRU85** 2011. *Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*. International Commission on Radiological Units and Measurements, report 85.
- [IEC 1997] *IEC 61674 Medical electrical equipment - Dosimeters with ionization chambers and/or semi-conductor detectors as used in X-ray diagnostic imaging*.
- [IEC 2005] *IEC 61267 Medical diagnostic X-ray equipment - Radiation conditions for use in the determination of characteristics*.
- [IAEA 2007] 2007. *Technical Reports Series no. 457 - Dosimetry in Diagnostic Radiology: An international Code of Practice*. Rapport technique, International Atomic Energy Agency - IAEA.

- [IPQ 2005] **IPQ.** *Guia para a expressão de incerteza de medição nos Laboratórios de Calibração.* Instituto Português da Qualidade.
- [JCGM 2008] **JCGM.** *JCGM 100:2008 Evaluation of Measurement Data – Guide to the expression of uncertainty in measurement.* Joint Committee for Guides in Metrology. September 2008.
- [Johns 1971] **Johns, H. E.; Cunningham, J. R.** 1971. *The Physics of Radiology.* Charles C Thomas Publisher.
- [Keithley 2004] **Keithley Instruments, Inc.** 2004. *Low Level Measurements Handbook: Precision DC Current, Voltage and Resistance Measurements.*
- [Kessler 2007] **Kessler, C.; Burns, D. T.; Buermann, L. .; de Prez, L. A.** 2007. *A study of response of ionization chambers to mammography beams.* Rapport technique, Bureau International des Poids et Mesures- BIPM.
- [Kessler 2010] **Kessler, C.; Roger, P.; Burns, D. T.** 2010. *Establishment of reference radiation qualities for mammography.* Rapport technique, Bureau International des Poids et Mesures- BIPM.
- [Kessler 2011] **Kessler, C.; Burns, D. T.; McCaffrey, J. P.** 2011. *Key comparison BIPM.RI(I)-K7 of the air kerma standards of the NRC, Canada and the BIPM in mammography x-rays.* Metrologia 2011 **48** Tech.Suppl. 06022
- [Kissel 1983] **Kissel, L.; Quarles, C. A.; Pratt, R. H.** 1983. *Shape Functions for Atomic-Field Bremsstrahlung from Electrons of Kinetic Energy 1-500 keV on Selected Neutral Atoms $1 < Z < 92$.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 26, No. 3
- [Lima 2005] **de Lima, J. J. P.** 2005. *Técnicas de diagnóstico com raios X.*
- [Limede 2010] **Limede, P. I. B. J. M.** 2010. *Caracterização das qualidades de radiação x de diagnóstico, segundo a norma internacional iec 61267.* Master's thesis, Faculdade de Ciências e Tecnologia – Universidade Nova de Lisboa.

- [LPCC 2012] **LPCC** 2011. *Liga Portuguesa Contra o Cancro*. Disponível em: <http://www.ligacontracancro.pt/> [Consultado em Setembro de 2012].
- [LMRI 2011] **LMRI; Cardoso, J.; Oliveira, C.** 2011. *Procedimento para Cálculo da Incerteza do Coeficiente de Calibração - Grandeza Dosimétrica*. Laboratório de Metrologia das Radiações Ionizantes.
- [Marmier 1969] **Marmier, P.; Sheldon, E.** 1969. *Physics of Nuclei and Particles*. Academic Press.
- [Miyajima 2002] **Miyajima, S.; Imagawa, K.; Matsumoto, M.** 2002. *An alignment method for mammographic X-ray spectroscopy under clinical conditions*. The British Journal of Radiology, vol. 75, pages 763-766.
- [NEA 2006] **Nuclear Energy Agency.** *PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. Workshop Proceedings Barcelona, Spain July 2006.
- [NIST 2012] **NIST** 2012. *National Institute of Standard and Technology*. [online] Disponível em: <http://www.nist.gov/index.html> [Consultado em Maio de 2012].
- [Nigaprake 2009] **Nigaprake, K.; Puwanich, P.; Phaisangittisakul, N.; Youngdee W.** 2009. *A Comparison of Mammographic X-ray Spectra: Simulation with EGSnrc and Experiment with CdTe Detector*. J.Radiat. Res., vol. 50, pages 507-512.
- [Oliveira 2007] **Oliveira, P. M. C.; Squair, P. L.; Nogueira, M. S.; Silva, T. A.** 2007. *Uniformity and Field Size of Filtered X-Ray Beams*. 2007 International Nuclear Atlantic Conference.
- [Oliveira 2011] **Oliveira, M. J. F.** 2011. *Estudos Dosimétricos em Radiodiagnóstico*. Master's thesis, Faculdade de Ciências e Tecnologia – Universidade Nova de Lisboa.
- [Pawluczyk 2001] **Pawluczyk, O.** 2001. *Volumetric Estimation of Breast Density for Breast*

- [Pires 2010] **Pires, E. J.; David, M. G.; Peixoto, J. G.; deAlmeida, C. E.** 2010. *Establishment of radiation qualities for mammography 91 according to the IEC 61267 and TRS 457*. Radiation Protection Dosimetry, pages 1–7.
- [Podgorsak 2010] **Podgorsak, E. B.** 2010. *Radiation Physics for Medical Physicists*. Verlag Berlin Heidelberg.
- [PTW a] PTW-Freiburg. *Ionization Chamber Type 23331*.
- [PTW b] PTW-Freiburg. *SFD chambers types 34060, 34069*.
- [PTW 2012] **PTW** 2012. *PTW Freiburg*. [online] Disponível em: <http://www.ptw.de/> [Consultado em Maio de 2012].
- [Salvat 2006] **Salvat, F; Fernández-Varea, J. M.; Sempau, J.** 2006. *PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport*. OECD.
- [Smith 2000] **Smith, F. A.** 2000. *A Primer in Applied Radiation Physics*. World Scientific.
- [Terry 1998] **Terry, J. A.; Waggener, R. G.; Blough, A. M.** 1998. Half-value layer and intensity variations as a function of position in the radiation field for film-screen mammography. Medical Physics, vol. 26, No. 2, pages 259 – 266
- [Tucker 1990] **Tucker, D. M.; Barnes, G. T.; Chakraborty, D. P.** 1990. *Semiempirical model for generating tungsten target x-ray spectra*. Med.Phys., vol. 29, pages 211-218.
- [Turner 2007] **Turner, J. E.** 2007. *Atoms, Radiation and Radiation Protection*. KGaA, Weinheim.
- [Verhaegen 2002] **Verhaegen, F.; Castellano, I. A.** 2002. *Microdosimetric Characterisation*

of 28 kV_p Mo/Mo, Rh/Rh, Rh/Al, W/Rh and Mo/Rh Mammography X-Ray Spectra. Radiation Protection Dosimetry, Vol. 99, Nos 1-4, pages 393-396.

[White 1959] **White, G. N.** 1959. *Principles of Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons.

[Witzani 2004] **Witzani, J.; Bjerke, H.; Bochud, F.; Csete, I.; Denoziere, M.; de Vries, W.; Ennow, K.; Grindborg, J. E.; Hourdakis, C.; Kosumen, A.; Kramer, H. M.; Pernicka, F.; Sander, T.** 2004. *Calibration of doseimeters used in Mammography with different X ray qualities: EUROMET*. Radiation Protection Dosimetry, vol. 108, pages 33–45.

[Xavier 2006] **Xavier, A. M.; Mouro, J. T.; Heibrom, P. F.** *Princípios básicos de segurança e proteção radiológica*. Universidade Federal do Rio Grande do Sul - Setembro de 2006.

Anexo A. Certificado de Calibração

CALIBRATION CERTIFICATE No. 1013221

PTW

PTW-Freiburg, Lörracher Str. 7, 79115 Freiburg, Germany ☎ +49-(0)761- 49055-0 FAX +49-(0)761- 49055-70 E-Mail info@ptw.de

Calibration Object

Radiation Detector

Detector **TM34069-2,5-00163**
Detector Type Ionization Chamber

Manufacturer PTW Freiburg, Germany
Customer Dextromedica S.L.

Avda. Pio XII, 1
E-46009 Valencia

Order No. : AU1004760-1
Order Date : 2010-09-24

Calibration Results

Measuring Quantity	Air Kerma (K_{air})		
Detector Calibration Factors	Beam Quality	N_K [Gy /C]	Uncertainty [%]
	RQR-M 2	$4.480 \cdot 10^6$	5.0
	RQA-M 2	$4.283 \cdot 10^6$	5.0
	MRV 28	$4.399 \cdot 10^6$	5.0
	MRH 28	$4.262 \cdot 10^6$	5.0
	WAV 28	$4.383 \cdot 10^6$	5.0
	WAH 28	$4.199 \cdot 10^6$	5.0
	WMV 28	$4.387 \cdot 10^6$	5.0
	WMH 28	$4.266 \cdot 10^6$	5.0
	WRV 28	$4.297 \cdot 10^6$	5.0
	WRH 28	$4.220 \cdot 10^6$	5.0
	WSV 28	$4.293 \cdot 10^6$	5.0
	WSH 28	$4.216 \cdot 10^6$	5.0

Reference Conditions
Temperature: 293.2 K (20°C)
Air Pressure: 1013.2 hPa
Relative Humidity: 50 %
Chamber Voltage/Polarity: + 200 V
Ion Collection Efficiency: 100 %

Calibration Date **2010-09-29**
Recalibration Interval 2 years (recommended)

Freiburg, 2010-09-30

PTW-Freiburg
Physikalisch-Technische
Werkstätten Dr. Pöchlau GmbH

(Signature)

Quality Correction Factors kQ

Quality	KV	Anode	Filtering	kQ	Quality	KV	Anode	Filtering	kQ
RQR-M 1	25	Mo	32 µm Mo	1.02	RQA-M 1	25	Mo	32 µm Mo + 2 mm Al	1.00
RQR-M 2	28	Mo	32 µm Mo	1.00	RQA-M 2	28	Mo	32 µm Mo + 2 mm Al	1.00
RQR-M 3	30	Mo	32 µm Mo	0.99	RQA-M 3	30	Mo	32 µm Mo + 2 mm Al	1.00
RQR-M 4	35	Mo	32 µm Mo	0.98	RQA-M 4	35	Mo	32 µm Mo + 2 mm Al	1.00
MRV 25	25	Mo	25 µm Rh	1.01	MRH 25	25	Mo	25 µm Rh + 2 mm Al	1.00
MRV 28	28	Mo	25 µm Rh	1.00	MRH 28	28	Mo	25 µm Rh + 2 mm Al	1.00
MRV 30	30	Mo	25 µm Rh	0.99	MRH 30	30	Mo	25 µm Rh + 2 mm Al	1.00
MRV 35	35	Mo	25 µm Rh	0.98	MRH 35	35	Mo	25 µm Rh + 2 mm Al	1.01
WAV 25	25	W	0.5 mm Al	1.01	WAH 25	25	W	0.5 mm Al + 2 mm Al	0.99
WAV 28	28	W	0.5 mm Al	1.00	WAH 28	28	W	0.5 mm Al + 2 mm Al	1.00
WAV 30	30	W	0.5 mm Al	1.00	WAH 30	30	W	0.5 mm Al + 2 mm Al	1.00
WAV 35	35	W	0.5 mm Al	0.99	WAH 35	35	W	0.5 mm Al + 2 mm Al	1.01
WMV 25	25	W	60 µm Mo	1.00	WMH 25	25	W	60 µm Mo + 2 mm Al	1.00
WMV 28	28	W	60 µm Mo	1.00	WMH 28	28	W	60 µm Mo + 2 mm Al	1.00
WMV 30	30	W	60 µm Mo	1.00	WMH 30	30	W	60 µm Mo + 2 mm Al	1.00
WMV 35	35	W	60 µm Mo	1.00	WMH 35	35	W	60 µm Mo + 2 mm Al	1.01
WRV 25	25	W	50 µm Rh	1.00	WRH 25	25	W	50 µm Rh + 2 mm Al	1.00
WRV 28	28	W	50 µm Rh	1.00	WRH 28	28	W	50 µm Rh + 2 mm Al	1.00
WRV 30	30	W	50 µm Rh	1.00	WRH 30	30	W	50 µm Rh + 2 mm Al	1.00
WRV 35	35	W	50 µm Rh	1.00	WRH 35	35	W	50 µm Rh + 2 mm Al	1.01
WSV 25	25	W	50 µm Ag	1.00	WSH 25	25	W	50 µm Ag + 2 mm Al	0.99
WSV 28	28	W	50 µm Ag	1.00	WSH 28	28	W	50 µm Ag + 2 mm Al	1.00
WSV 30	30	W	50 µm Ag	1.00	WSH 30	30	W	50 µm Ag + 2 mm Al	1.00
WSV 35	35	W	50 µm Ag	1.00	WSH 35	35	W	50 µm Ag + 2 mm Al	1.00
RRV 25	25	Rh	25 µm Rh	-	RRH 25	25	Rh	25 µm Rh + 2 mm Al	-
RRV 28	28	Rh	25 µm Rh	-	RRH 28	28	Rh	25 µm Rh + 2 mm Al	-
RRV 30	30	Rh	25 µm Rh	-	RRH 30	30	Rh	25 µm Rh + 2 mm Al	-
RRV 35	35	Rh	25 µm Rh	-	RRH 35	35	Rh	25 µm Rh + 2 mm Al	-

Calibration Conditions and Set-up

Climatic Conditions	Temperature Range:	[291.2 ... 297.2] K / [18 ... 24] °C
	Air Pressure Range:	[950 ... 1050] hPa
	Rel. Humidity Range:	[40 ... 60] %
Beam Geometry	Distance between radiation source and reference point:	57.6 cm
	Field Size [cm] at reference point (diam. \approx field diameter):	10 diam.
Detector Arrangement	Inscription "Focus" faced towards the radiation source	
	Reference point position at stated distance to the radiation source	
	(For further information see manual and data sheet of detector)	
Dose Rate	Air kerma rate range :	[0.01 ... 300] mGy/min
Leakage	Negligible during calibration	

Remarks

- The uncertainty stated corresponds to the double standard deviation ($k=2$). The standard deviation was calculated according to ISO GUM from the partial uncertainties arising from the standard used, the calibration procedure, the environmental conditions and short time effects of the object of measurement. The uncertainties stated are composed of the uncertainties of the calibration procedure and those of the specimen during calibration. A share for the long term instability of the object under calibration is not included.
- The calibration is traceable to national standards of the German National Laboratory, PTB, Braunschweig. This calibration certificate may not be reproduced other than in full except with the permission of the issuing laboratory. This certificate is valid only with the ionisation chamber showing the intact sticker with the certificate number. The calibration factors of chambers having been opened for repair are not comparable to previous calibrations. Test certificates without signature are not valid.
- Radiation qualities according to IEC 61267 (RQR-M x and RQA-M x, with x = 1, 2, 3, 4), respectively according to PTB labeling (MRV x, MRH x, WMV x, WMH x, WRV x, WRH x, WAV x, WAH x, RRV x, RRH x, WSV x, WSH x, with x = 25, 28, 30, 35).

Anexo B. Projectos

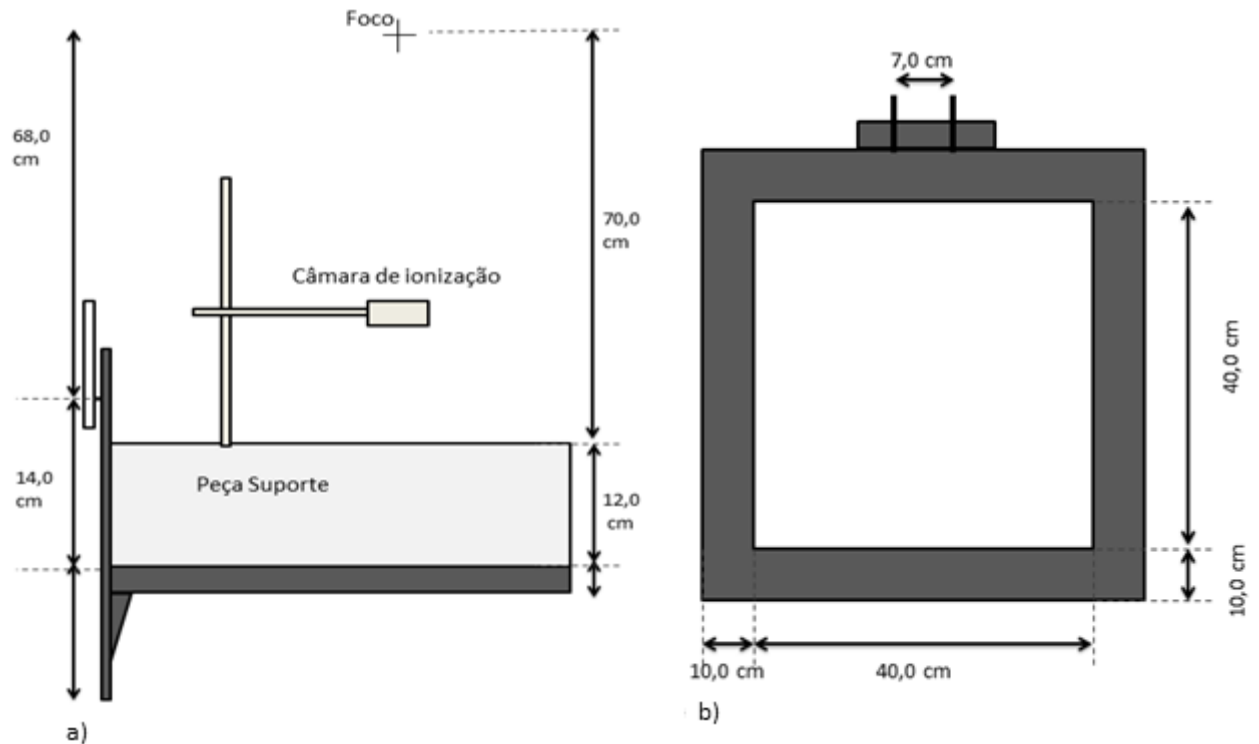


Figura B.1: a) Desenho do sistema experimental utilizado, com a peça construída para permitir o deslocamento da câmara a cinzento (vista lateral). b) Desenho da peça construída nas oficinas do IST/ITN (vista superior).



Figura B.2: Fotografia do sistema experimental utilizado, com a presença da peça de suporte construída nas oficinas do IST/ITN fixa ao mamógrafo, suporte para a câmara de ionização e câmara de ionização utilizada para a realização da dosimetria das qualidades de radiação.

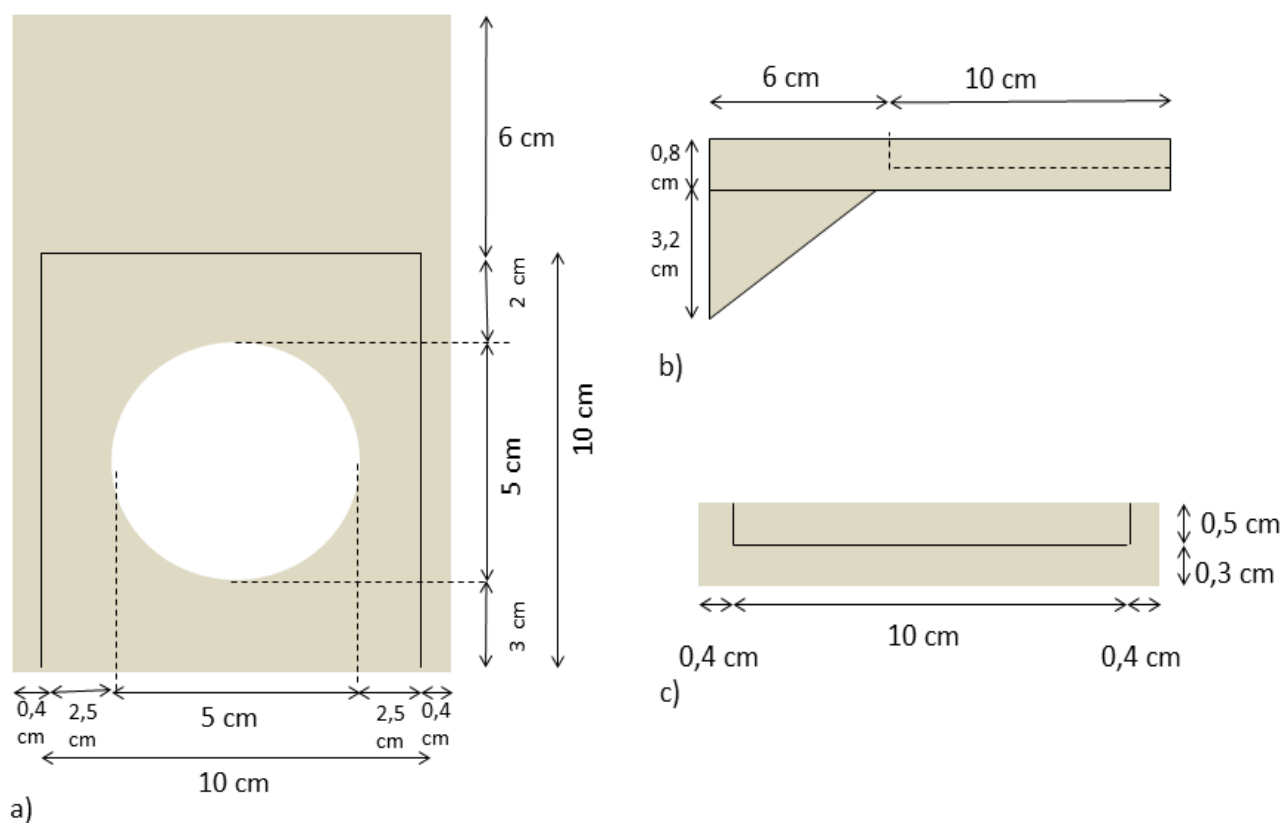


Figura B.3: Desenho da peça construída para suporte de colimação e filtração na ampola do mamógrafo. a) Vista superior. b) Vista lateral. c) Vista anterior.

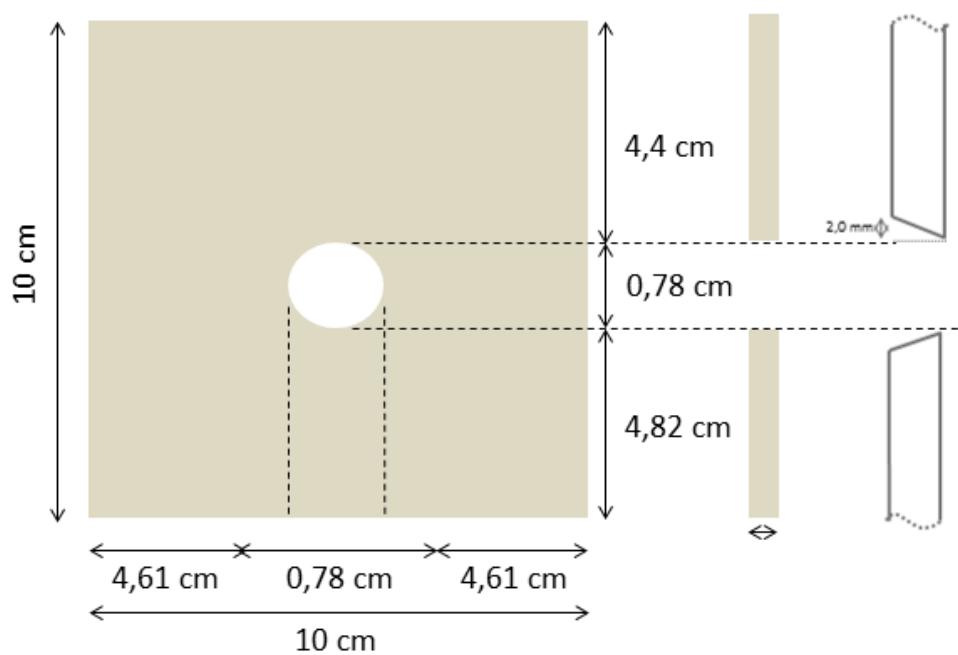


Figura B.4: Desenho do colimador construído para a obtenção de um campo circular com um diâmetro de 10 cm.



Figura B.5: Fotografia da ampola do mamógrafo na posição 3 da Figura 5.4, com a peça de suporte de colimação e filtração.

Anexo C. Exemplo de Cálculo de Incertezas

De modo a exemplificar o cálculo das incertezas para a dosimetria, foi utilizada a incerteza calculada para a qualidade de radiação RQR-M 3. Os valores obtidos para uma das 5 séries de 10 medidas realizadas para esta qualidade de radiação encontram-se na tabela C.1.

Tabela C.1: Registo de valores das medições efectuadas na primeira série para a determinação do kerma no ar, no plano de referência, para a qualidade de radiação RQR-M 3.

RQR - M 3	Leitura (nC)	Temperatura (°C)	Pressão (hPa)	Factor de Correção (C_{PT})	Medida Corrigida
	1,432	19,9	1014,4	0,998525589	1,429888644
	1,433	19,9	1014,3	0,998624034	1,431028241
	1,433	19,8	1014,4	0,998184854	1,430398895
	1,433	19,8	1014,4	0,998184854	1,430398895
	1,432	19,8	1014,4	0,998184854	1,429400711
	1,431	19,8	1014,5	0,998086462	1,428261727
	1,431	19,8	1014,5	0,998086462	1,428261727
	1,431	19,9	1014,5	0,998427164	1,428749272
	1,431	19,9	1014,4	0,998525589	1,428890118
	1,431	19,7	1014,4	0,997844118	1,427914933
Média					1,429319316
Desvio Padrão					0,001069819

O valor convencionado verdadeiro do kerma no ar no plano de referência é dado pela equação:

$$K_{ar} = M \times \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times C_H \times N_K \times F_C \quad \text{C.1}$$

Assim, os componentes que contribuem para a incerteza associada ao valor de K_{ar} são os seguintes:

- M : medida da carga obtida pela câmara de ionização e lida no electrómetro;
- T : temperatura ambiente;
- P : pressão atmosférica;
- C_H : humidade relativa;

- N_K : coeficiente de calibração;
- F_C : factor de correcção relativo à incidência do feixe de radiação.

O primeiro passo consiste no cálculo das incertezas padrão associadas a cada componente, assim tem-se:

Incerteza associada a M :

$$u_M^2 = (u_{SD})^2 + (u_{RE})^2 + (u_{PO})^2 + (u_D)^2 \quad \text{C.2}$$

Tal como já foi referido, esta incerteza é composta pela soma de várias contribuições, a incerteza relativa ao desvio padrão da média das várias leituras do electrómetro, à resolução do electrómetro, ao posicionamento da câmara e, ainda, a incerteza relativa ao desvio padrão dos valores da repetição da dosimetria:

$$u_{SD} = \frac{S_{SD}}{\sqrt{n}} = \frac{0,0012}{\sqrt{50}} = 1,666 \times 10^{-13} [C] \quad \text{C.3}$$

$$u_{RE} = \frac{S_{RE}}{\sqrt{3}} = \frac{0,0005}{\sqrt{3}} = 2,887 \times 10^{-13} [C] \quad \text{C.4}$$

$$u_{PO} = \frac{M - M_{calculado}}{\sqrt{3}} = 5,728 \times 10^{-12} [C] \quad \text{C.5}$$

$$u_D = \frac{S_D}{\sqrt{3}} = \frac{0,0018}{\sqrt{3}} = 1,024 \times 10^{-12} [C] \quad \text{C.6}$$

Incerteza associada a T :

$$u_T = \frac{S_{RT}}{\sqrt{3}} = \frac{0,05}{\sqrt{3}} = 2,887 \times 10^{-2} [K] \quad \text{C.7}$$

Incerteza associada a P :

$$u_P = \frac{S_{RP}}{\sqrt{3}} = \frac{0,08}{\sqrt{3}} = 4,619 \times 10^{-2} [hPa] \quad \text{C.8}$$

Incerteza associada a C_H :

$$u_{C_H} = \frac{0,0004}{\sqrt{3}} = 2,309 \times 10^{-4} \quad \text{C.9}$$

A incerteza associada a N_K é dada no certificado de calibração como sendo 5% do factor de calibração, para um factor de cobertura $k=2$. Assim, para $k=1$ a incerteza é dada pela equação:

$$u_{N_K} = \frac{N_K \times 0,05}{2} = 1,1 \times 10^5 \text{ [Gy/C]} \quad \text{C.10}$$

Quanto à incerteza associada a F_C corresponde a 0,2% deste factor de correcção, pelo que é dada por:

$$u_{F_C} = \frac{0,002 \times F_C}{\sqrt{3}} = 1,161 \times 10^{-3} \quad \text{C.11}$$

O segundo passo consiste no cálculo dos coeficientes de sensibilidade associados aos componentes da incerteza:

Coeficiente de sensibilidade associado a M :

$$\frac{\partial K_{ar}}{\partial M} = \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times C_H \times N_K \times F_C = 4,450 \times 10^6 \text{ [C]} \quad \text{C.12}$$

Coeficiente de sensibilidade associado a T :

$$\frac{\partial K_{ar}}{\partial T} = M \times \frac{1}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times C_H \times N_K \times F_C = 2,170 \times 10^{-5} \text{ [Gy/C]} \quad \text{C.13}$$

Coeficiente de sensibilidade associado a P :

$$\frac{\partial K_{ar}}{\partial P} = M \times \frac{273,15 + T}{T_0} \times \left(\frac{-P_0}{P^2} \right) \times C_H \times N_K \times F_C = -6,265 \times 10^{-6} \text{ [Gy/hPa]} \quad \text{C.14}$$

Coeficiente de sensibilidade associado a C_H :

$$\frac{\partial K_{ar}}{\partial C_H} = M \times \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times N_K \times F_C = 6,356 \times 10^{-3} \text{ [Gy]} \quad \text{C.15}$$

Coeficiente de sensibilidade associado a N_K :

$$\frac{\partial K_{ar}}{\partial N_K} = M \times \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times C_H \times F_C = 1,433 \times 10^{-9} [C] \quad C.16$$

Coeficiente de sensibilidade associado a F_C :

$$\frac{\partial K_{ar}}{\partial F_C} = M \times \frac{273,15 + T}{T_0} \times \frac{P_0}{P} \times C_H \times N_K = 6,321 \times 10^{-3} [Gy] \quad C.17$$

Assim, o resultado final do cálculo da incerteza da medição, dado pela equação C.18.

$$u_{K_{ar}}^2 = \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial M}\right)^2 \cdot u_M^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial T}\right)^2 \cdot u_T^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial P}\right)^2 \cdot u_P^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial C_H}\right)^2 \cdot u_{C_H}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial N_K}\right)^2 \cdot u_{N_K}^2 + \left(\frac{\partial K_{ar}}{\partial F_C}\right)^2 \cdot u_{F_C}^2 = 2,599 \times 10^{-8} [Gy^2] \quad C.18$$

Pelo que,

$$u_{K_{ar}} = \sqrt{u_{K_{ar}}^2} = 1,612 \times 10^{-4} [Gy] \quad C.19$$

A tabela C.2 expressa o resumo do balanço da incerteza da medição. Na tabela encontram-se listadas todas as fontes de incerteza, as suas incertezas padrão associadas, os coeficientes de sensibilidade, assim como as suas diferentes contribuições para a incerteza final calculada. A incerteza padrão final associada ao resultado da medição encontra-se no canto inferior direito da tabela e foi calculada de acordo com as expressões anteriores:

Tabela C.2: Balanço da incerteza e do valor de kerma no ar no plano de referência para a qualidade de radiação RQR-M 3.

Componente de Incerteza	Estimativa	Incerteza Padrão	Coeficiente de Sensibilidade	Contribuição para a Incerteza Padrão [Gy]
Desvio Padrão Leituras, M [C]	1,429E-09	1,666E-13 [C]	4,450E+06 [Gy/C]	7,413E-07
Resolução Electrómetro [C]	1,431E-09	2,887E-13 [C]	4,450E+06 [Gy/C]	1,284E-06
Posicionamento [cm]	57,6 ± 0,2	5,728E-12 [C]	4,450E+06 [Gy/C]	2,549E-05
Repetição [C]	1,430E-09	1,024E-12 [C]	4,450E+06 [Gy/C]	4,557E-06

Temperatura, T [°C]	19,7	2,887E-02 [K]	2,146E-06 [Gy/K]	6,266E-07
Pressão, P [hPa]	1014,60	4,619E-02 [hPa]	6,195E-06 [Gy/hPa]	-2,894E-07
Humidade, C_H [%]	1	2,309E-04	6,285E-03 [Gy]	1,468E-06
Coefficiente de calibração, N_K [Gy/C]	4,44E+06	1,109E+05 [Gy/C]	1,417E-09 [C]	1,589E-04
Correcção Incidência Feixe de Radiação, F_C	1,0056	1,161E-03	6,321E-03 [Gy]	7,340E-06
Incerteza Padrão Combinada	1,612E-04			

A qualidade da medida pode ser avaliada através da sua incerteza relativa, expressa em percentagem e calculada através da seguinte expressão:

$$\mu_{relativa} = \frac{u(K_{ar})}{K_{ar}} \times 100 = 2,530 \% \quad \text{C.20}$$

A incerteza expandida para um factor de $k = 2$, que representa um nível de confiança de aproximadamente 95% é dada pela seguinte equação:

$$U_{expandida} = k \cdot u(K_{ar}) \quad \text{C.21}$$

Assim, para o caso da qualidade de radiação RQR-M 3, os resultados encontram-se na tabela C.3.

Tabela C.3: Incerteza Expandida do valor do kerma no ar, no plano de referência, para a qualidade RQR-M 3.

Kerma no Ar (mGy)	Incerteza (mGy)	
	Para k = 1	Para k = 2
6,371	0,161	0,322